

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE NANCY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. Alexandre MAUDUIT

ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

MAÎTRE DE CONFÉRENCES D'ÉLECTROTECHNIQUE A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE NANCY

PREMIÈRE THÈSE :

**CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE A L'ÉTUDE DE LA COMMUTATION
DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU**

DEUXIÈME THÈSE :

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Soutenue en octobre 1912 devant la Commission d'examen

MM. MULLER.....	<i>Président.</i>
GUTTON.....	} <i>Examineurs.</i>
ROTHÉ.....	

PARIS

H. DUNOD ET E. PINAT, ÉDITEURS

47 ET 49, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS

1912



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547408_0037

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE NANCY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. Alexandre MAUDUIT

ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

MAÎTRE DE CONFÉRENCES D'ÉLECTROTECHNIQUE A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE NANCY

PREMIÈRE THÈSE :

CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE A L'ÉTUDE DE LA COMMUTATION
DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU

DEUXIÈME THÈSE :

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

Soutenue en octobre 1912 devant la Commission d'examen

MM. MULLER.....	<i>Président.</i>
GUTTON.....	} <i>Examineurs.</i>
ROTHÉ.....	

PARIS

H. DUNOD ET E. PINAT, ÉDITEURS

47 ET 49, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS

1912



INTRODUCTION

L'étude de la commutation dans les machines à collecteurs est une des plus importantes de l'Électrotechnique; c'est en effet la difficulté d'assurer un bon fonctionnement des balais qui limite souvent la puissance ou augmente considérablement le coût d'établissement dans un grand nombre de machines, dont le rôle devient de plus en plus important dans l'industrie moderne, telles que les turbodynamos, les moteurs monophasés ou polyphasés à collecteurs et les commutatrices.

Les électriciens les plus célèbres se sont de tout temps beaucoup occupés de cette question et ont établi des lois théoriques ou donné des formules plus ou moins empiriques, dans le but de permettre aux constructeurs d'étudier avec le plus de sécurité possible les projets de machines à collecteurs.

Malgré le grand nombre de travaux de tout genre effectués sur ce sujet, le phénomène de la commutation est resté un des points les plus confus et les plus obscurs de la technique des machines, et c'est peut-être dans ce domaine que l'on trouve les écarts les plus grands et les plus imprévus entre les prévisions du calcul et les résultats de la pratique.

Nous nous sommes proposé dans ce travail d'apporter une contribution, à la fois théorique et expérimentale, à l'étude de cette importante question : nous limitant au cas de la dynamo à courant continu, nous avons cherché à élucider les bases de la théorie, en insistant spécialement sur les points les moins connus ou les plus controversés.

L'ouvrage, divisé en huit chapitres, comprend deux parties distinctes : d'abord, une bibliographie critique de la commutation,

ensuite l'exposé de nos recherches personnelles et des conclusions qui s'en dégagent.

Dans le chapitre I, après avoir rappelé les variations de courant qui constituent la commutation et les diagrammes qui servent couramment à les représenter, nous exposons la théorie élémentaire du décalage des balais, d'après les divers auteurs, de Swinburne à Fischer Hinnen; nous montrons ensuite comment l'hypothèse de Th. Reid sur le rôle de la densité de courant dans la formation des étincelles a révolutionné les conceptions primitives et conduit à la fameuse équation différentielle dite d'Arnold, qui fut acceptée avec enthousiasme, dès l'abord, par tous les électriciens; nous signalons enfin les divergences considérables que l'on ne tarda pas à constater entre la théorie et la pratique, divergences que des discussions longues et passionnées n'ont pu arriver à expliquer complètement.

Ces discussions sont résumées dans le chapitre II, ainsi que les tentatives faites pour établir expérimentalement les lois du contact et pour fixer certains points de la théorie des dynamos, tels que le fonctionnement des pôles auxiliaires et le rôle véritable du champ propre de l'induit dans la commutation.

Le chapitre III est consacré à l'exposé des recherches entreprises sur le phénomène même de la commutation, suivant des méthodes très diverses, dont la plupart comportent l'emploi de l'oscillographe: il se termine par un résumé succinct des publications récentes, faites depuis le commencement de nos essais.

Le reste de l'ouvrage comprend la relation de nos recherches personnelles, qui ont porté particulièrement sur l'étude expérimentale des lois du contact, de la formation des étincelles et du rôle du champ de l'induit; l'étude bibliographique ci-dessus nous a, en effet, montré que ce sont là des points qui peuvent être considérés, à l'époque actuelle, comme imparfaitement connus ou fortement controversés.

Dans le chapitre IV est décrit en détail le système de commutation artificielle que nous avons imaginé pour reproduire le phénomène, en nous ménageant la possibilité de ne faire agir que telle ou telle des nombreuses variables qui interviennent simultanément, d'une façon complexe, dans la dynamo industrielle, savoir les résistance et self-induction de la section et les f. é. m. dues aux divers champs en présence.

Le chapitre v comporte l'exposé des divers tâtonnements qui ont précédé la mise au point des appareils du système et des difficultés considérables que l'on éprouve à obtenir des contacts convenables, difficultés qui nous ont conduit à l'emploi d'un porte-balai spécial et de dispositifs perfectionnés pour le rodage des blocs ; nous y avons ensuite consigné les premiers résultats obtenus. L'étude de la commutation dans une section ne comprenant d'abord qu'une résistance pure, puis une résistance inductive et enfin une f. é. m. auxiliaire a permis de préciser les lois véritables du contact, les limites de la commutation sans étincelles et la formation des étincelles ; la méthode a été appliquée d'abord aux balais métalliques.

Les chapitres vi et vii sont consacrés à l'étude, suivant cette méthode et avec les dispositifs munis de leurs derniers perfectionnements d'après les tâtonnements du chapitre précédent, de trois balais de charbon, bien typiques, de la Société « le Carbone », le chapitre vi, au balai dur QS_4 , employé comme négatif ou anode ; le chapitre vii, au même balai QS_4 positif, au balai Z et au balai GS. On a ainsi pu mettre en évidence que le rôle des résistances de contact dans la commutation est beaucoup moins important que celui qu'on leur prête généralement, que les écarts entre les propriétés des divers charbons proviennent plutôt d'actions différentes sur l'étincelle et que les polarités opposées se comportent d'une façon très distincte, surtout dans les commutations médiocres.

Le chapitre viii comporte l'exposé des recherches effectuées sur une dynamo Rehniewski : grâce à l'emploi successif de relevés au balistique, d'essais en court-circuit et avec alimentation extérieure de l'induit, de mesures de coefficients d'induction avec des courants alternatifs, on peut ainsi fixer le rôle véritable du champ de l'induit et la conception exacte de ce qu'il faut faire intervenir comme self-induction de la section dans les équations de la commutation.

L'ouvrage se termine par un résumé succinct des résultats acquis.

MAUDUIT.

CHAPITRE I

THÉORIE MODERNE DE LA COMMUTATION

EXPOSÉ SOMMAIRE DU PHÉNOMÈNE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS : DIAGRAMME CLASSIQUE

Description de la commutation sous un balai moins large qu'une lame. — On désigne sous le nom de *commutation* l'ensemble des phénomènes qui se produisent au collecteur d'une dynamo à courant continu, pendant le contact simultané, sous un même balai, des deux lames de collecteur auxquelles aboutissent les extrémités d'une bobine. Dans certains modes d'enroulement, le contact se fait sous les balais de même polarité, reliés en parallèle.

Nous allons étudier de près le phénomène, en prenant le cas d'un induit Gramme et supposant d'abord que les balais ont une largeur périphérique inférieure ou au plus égale à celle d'une lame, et ne peuvent, par conséquent, toucher plus de deux lames à la fois.

Soit, pour fixer les idées, un collecteur d'induit Gramme développé appartenant à une dynamo génératrice, et un balai positif frottant sur le collecteur (*fig. 1*). Dans la position représentée par cette figure, la section A_1A_2 est encore située à droite du balai : la lame 1 (extrémité antérieure de la section dans le sens du déplacement de l'induit, de droite à gauche) est placée sous le balai B, et la lame 2, extrémité postérieure de ladite section, est sur le point de pénétrer sous le balai. Nous supposons, pour simplifier, que l'isolant toujours très mince placé entre deux lames, a une épaisseur négligeable.

La section est alors parcourue par le courant total J d'une dérivation, dans le sens de la flèche, et la connexion A_1B par un courant $2J$, se dirigeant vers le balai et provenant de la somme des courants de la section A_1A_2 et de la section précédente.

La commutation n'est pas encore commencée. Un instant plus tard (*fig. 2*) la lame 2 aura pénétré sous le balai B, et le courant passera du collec-

teur au balai, non plus seulement par la lame 1, mais à la fois par les lames 1 et 2 : la section A_1A_2 est alors mise en court-circuit sous le balai et la commutation se produit. Une partie du courant J venant de droite passe directement au balai par la lame 2 sans entrer dans la section A_1A_2 : le courant dans cette section n'est donc plus J , mais seulement i et le courant dans la lame 2 est $J - i$; dans la lame 1, le courant est $J + i$, la somme des courants dans les deux lames restant égale à $2J$.

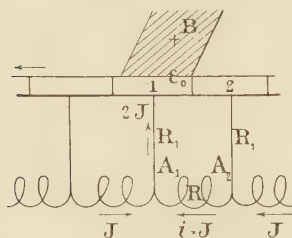


FIG. 1. — Moment initial de la commutation.

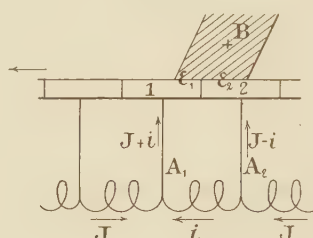


FIG. 2. — Commutation d'une seule bobine.

A mesure que la lame 2 s'enfonce sous le balai, la surface de contact de la lame 1 diminue, pendant que celle de la lame 2 augmente ; il en est de même des courants écoulés par les lames : $J + i$ diminue, tandis que $J - i$ augmente ; le courant i dans la section diminue progressivement, s'annule à un certain moment (les courants sont alors égaux dans les lames 1 et 2), puis change de sens. Lorsque tout se passe normalement, au moment où la lame 1 va quitter le balai, le courant dans cette lame, soit $J + i$, est très petit, le courant dans la section est alors égal sensiblement à $-J$, et lorsque la lame 1 a définitivement quitté le balai, il n'y a plus de courant dans cette lame ; la section appartient à la dérivation de gauche de l'induit et est parcourue par le courant J en sens inverse de celui qui le traversait quand elle appartenait à la dérivation de droite, avant la commutation.

Pendant la durée T du passage sous le balai, de l'arête 1-2, la section est restée en court-circuit et le courant s'y est inversé, passant de la valeur $+J$ à la valeur $-J$.

Diagramme de commutation. — On représente ordinairement la marche du phénomène par le *diagramme de commutation* (fig. 3). Prenons comme axe des temps la droite OO' , la longueur $\overline{OO'}$ étant égale à la durée T de la commutation ; portons en abscisse $\overline{OP} = t$, temps écoulé depuis le commencement du court-circuit, et en ordonnée $\overline{PM} = i$, courant dans la section à l'instant t . i est compté positivement, vers le haut, lorsqu'il circule dans le sens du courant avant la commutation ; sur la figure, il est négatif au point M.

Au temps $t = 0$, le courant i est égal à J ; au temps $t = T$, il est égal à $-J$.

On voit aisément que le courant dans la lame 1, $J + i$, est représenté par la même courbe que le courant i , en prenant pour axes de coordonnées $0_1 0'_1$ et $0_1 0_2$; au temps t , ce courant est égal à $\overline{MP}_1$. De même, le courant dans la lame 2, soit $J - i$, est obtenu en partant des axes de coordonnées $0_2 0'_2$ et $0_2 0_1$.

Le choix convenable des axes de coordonnées nous permet donc de représenter par une même courbe le courant dans la section en court-circuit et les courants dans les deux lames.

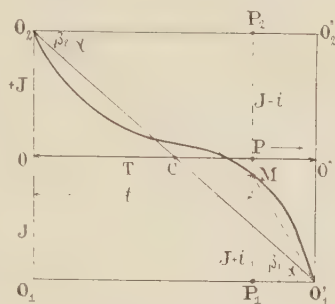


FIG. 3. — Diagramme de commutation simple.

D'autre part, les surfaces de contact σ_1 et σ_2 des lames 1 et 2 avec le balai sont, pour la lame 2, proportionnelles au temps écoulé depuis l'origine du court-circuit, et pour la lame 1, au temps que doit durer encore le court-circuit : en désignant par σ la surface totale du balai, on a, à un instant quelconque t ,

$$\sigma_2 = \frac{t}{T} \sigma = \frac{\overline{OP}}{\overline{OO}} \sigma,$$

$$\sigma_1 = \frac{T-t}{T} \sigma = \frac{\overline{O'P}}{\overline{OO}} \sigma.$$

Les surfaces σ_1 et σ_2 sont proportionnelles respectivement à $O'P$ et OP .

Les densités de courant sous les lames 1 et 2, que nous appellerons j_1 et j_2 , ont respectivement pour valeur :

$$j_1 = \frac{J+i}{\sigma_1} = \frac{J+i}{\sigma} \frac{T}{T-t},$$

$$j_2 = \frac{J-i}{\sigma_2} = \frac{J-i}{\sigma} \frac{T}{t}.$$

Elles sont donc proportionnelles aux quotients $\frac{\overline{MP}_1}{\overline{OP}}$ et $\frac{\overline{MP}_2}{\overline{OP}}$, c'est-à-dire aux tangentes des angles β_1 et β_2 que font avec l'horizontale les rayons vecteurs menés de O'_1 et de O_2 au point M considéré sur la courbe du courant i . Dans les mêmes conditions, la densité moyenne $\frac{2J}{\sigma} = j_0$ correspond à la tangente de l'angle α que fait la droite $O_2 O'_1$ avec l'horizontale.

On a donc finalement les relations :

$$j_1 = j_m \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \alpha},$$

$$j_2 = j_m \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

qui nous donnent, sous une forme simple, les densités de courant instantanées dans les deux lames.

Influences diverses entrant en jeu dans la commutation. — On comprend aisément que la commutation s'effectuera sans inconvénients, si l'inversion du courant dans la section se fait convenablement pendant la durée du court-circuit, de telle sorte que, au moment $t = T$ où la lame antérieure 1 va quitter le balai, le courant dans la section ait pris sensiblement la valeur $i = -J$, et le courant dans la lame 1, une valeur très faible, presque nulle.

Dans ces conditions, il n'y aura pas de discontinuité dans le fonctionnement, pas de courant coupé dans la lame 1, à sa séparation du balai, et par suite pas d'étincelles.

Les divers facteurs entrant en jeu dans le phénomène seront la résistance de la section et de ses connexions, la résistance de contact sous les lames 1 et 2, et la f. é. m. induite dans la section par la variation du flux résultant dans cette section : on décompose ordinairement cette f. é. m. globale en f. é. m. due à la self-induction de la section et f. é. m. extérieure produite par les divers flux traversant la section, et provenant du champ de l'inducteur et du champ de l'induit.

Commutation à densité constante, dite aussi commutation linéaire. — Supposons d'abord que la commutation se fasse avec un champ résultant absolument nul dans la section et qu'on puisse négliger la résistance de cette section et de ses connexions par rapport aux résistances de contact ρ_1 et ρ_2 des lames 1 et 2. Le courant $2J$ provenant des deux dérivations de la dynamo (*fig. 2*) se répartirait entre les deux lames 1 et 2 en rapport inverse des résistances de contact ρ_1 et ρ_2 , de façon que les deux différences de potentiel (d. d. p.) au contact ou, suivant l'expression consacrée, les deux chutes de tension au contact ⁽¹⁾ seront égales, ou, ce qui revient au même, les densités de courant sous les deux lames j_1 et j_2 , dont dépendent exclusivement les d. d. p. au con-

⁽¹⁾ Il ne faut pas confondre ces d. d. p. de contact, ou chutes de tension dues au passage du courant à travers le contact, avec les d. d. p. qui prennent naissance, même sans courant, entre certains métaux différents, d. d. p. auxquelles on donne souvent le nom de *f. é. m. de contact* ou *différence électrique*.

tact ⁽¹⁾, resteraient égales, le courant écoulé étant alors proportionnel aux surfaces σ_1 et σ_2 des deux lames couvertes par la ligne de balai.

La commutation est dite alors à *densité constante* : le courant dans la lame 2 varie proportionnellement à σ_2 , c'est-à-dire à $\frac{t}{T} \sigma$, il est représenté dans le diagramme par la droite $O_2O'_1$, dans le système d'axes $O_2O'_2$ et O_2O_1 . Le courant décroît, dans la lame 1, de $2J$ à 0 , et dans la section, de $+J$ à $-J$; toutes ces variations sont linéaires, ce qui justifie le nom de *commutation linéaire* donné également au phénomène dans ce cas.

C'est évidemment une commutation idéale, puisque la coupure finale se fait sans la moindre discontinuité et par suite sans danger d'étincelles, et on cherchera souvent à s'en rapprocher le plus possible dans la construction des dynamos.

Dans la pratique, une commutation exactement linéaire est rarement réalisée : la densité de courant varie à chaque instant sous les deux lames et la loi de variation du courant dans la section, et par suite des courants dans les lames, est représentée par une courbe s'écartant plus ou moins de la droite, telle, par exemple, que celle de la figure 3.

La question fondamentale qui se pose est la détermination des conditions à réaliser pour que la commutation se fasse sans étincelles.

Nous allons résumer la théorie couramment admise à l'heure actuelle, en reprenant rapidement l'exposé des idées et des travaux qui ont conduit à cette théorie, mais auparavant nous allons indiquer sommairement la façon dont le phénomène se modifie, dans le cas général où le balai, plus large qu'une lame, met en court-circuit deux ou plusieurs bobines simultanément, cas auquel nous donnerons le nom de *commutation multiple*.

Commutation dans le cas d'un balai plus large qu'une lame. —

Considérons un collecteur développé (fig. 4) et un balai positif de génératrice dont la longueur périphérique soit égale à β' lames, β' étant un nombre quelconque, plus grand que l'unité, ici, par exemple, 3,5.

Dans la position représentée par la figure, la section 3-4 est à l'instant initial de sa commutation, et cette commutation durera pendant tout le temps nécessaire au passage de l'arête 3-4 sous le

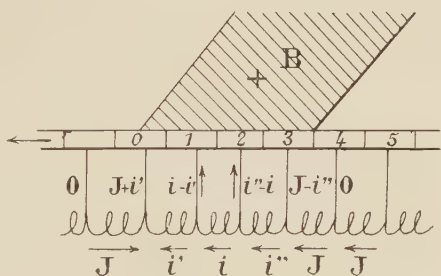


FIG. 4. — Commutation multiple.

(1) Quelle que soit d'ailleurs la loi de variation de cette d. d. p. au contact en fonction de la densité de courant.

balai, c'est-à-dire pendant un temps T équivalent au passage de 3,5 lames en un point : la durée du passage d'une lame en un point est égale à $\frac{T}{\beta'}$.

Étudions plus spécialement la bobine 1-2, qui est entièrement sous le balai. Soit i le courant dans la section à l'instant t , compté depuis l'origine de la commutation, soit i' le courant dans la section précédente et i'' le courant dans la section suivante, ces courants étant pris positivement dans le sens du courant avant la commutation ; soient $i_0, i_1, i_2, i_3, i_4, i_5$, les courants dans les lames de même numéro, pris positivement vers le balai : le courant dans chaque lame est égal à la différence entre les courants dans la section qui suit et dans celle qui précède ; on a ainsi

$$\begin{aligned} i_0 &= J + i' = i' - (-J), \\ i_1 &= i - i', \\ i_2 &= i'' - i, \\ i_3 &= J - i'', \\ i_4 &= J - J = 0. \end{aligned}$$

On peut encore représenter le courant dans une section par une courbe tracée comme dans la figure 3, par exemple la courbe i de la figure 5 ; la courbe du courant i' , dans la section précédente, est alors une courbe identique à la première, mais décalée en avance du temps

de passage d'une lame $D_2O_2 = \frac{T}{\beta'}$; la courbe i''

est, au contraire, en retard de la même quantité et commence en G_2 .

Mais la représentation du courant dans une lame n'est plus tout à fait aussi simple : le courant i_1 , par exemple, est donné par la différence des ordonnées des deux

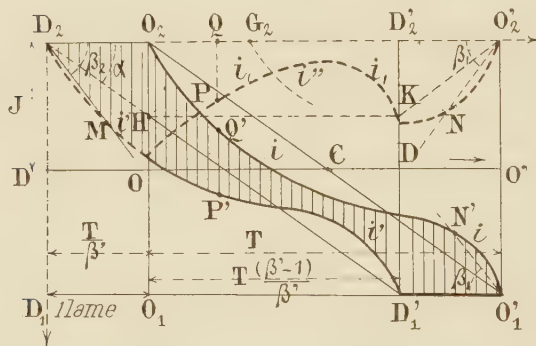


FIG. 5. — Diagramme de commutation multiple ($\beta' = 3,5$).

courbes i et i' , différence dont la valeur est représentée sur la figure 3 par les hachures verticales comprises entre ces deux courbes, ou par la courbe en pointillé tracée par rapport aux axes D_2O_2 et D_2D_1 : chaque courbe i est à continuer dans les deux sens par l'horizontale correspondante, avant et après la commutation.

On remarquera que, tracée par rapport aux axes ci-dessus (horizontal et vertical vers le bas), la courbe de i_1 se confond avec la courbe i' pendant

le passage de la première lame (de durée $\frac{T}{\beta'}$), puis varie suivant une loi différente (distance verticale des deux courbes i et i') pendant le passage de deux lames et demie $\left[\text{temps } T \left(1 - \frac{1}{\beta'} \right) \right]$ et est symétrique de la courbe i par rapport à l'axe OO' pendant le passage de la dernière lame. Tracée par rapport aux axes $D_1O'_1$ et D_1D_2 (horizontal et vertical vers le haut), la courbe de i_1 serait symétrique de la précédente par rapport à l'axe médian OO' .

La durée du passage d'un courant dans une lame donnée est supérieure au temps de commutation T d'une quantité égale à la durée de passage d'une lame : elle est donc $T \left(1 + \frac{1}{\beta'} \right)$; à part cela, les courants dans les différentes lames sont des courbes identiques, décalées les unes sur les autres de $\frac{T}{\beta'}$, comme les courbes de courants dans les bobines.

Si on construit la courbe du courant i_1 dans la lame en avance, pour une commutation avec balai plus court qu'une lame ($\beta' < 1$), on obtient la même loi que ci-dessus; mais le courant dans la lame atteint et garde la valeur $2J$ pendant un intervalle de temps $T \left(\frac{1}{\beta'} - 1 \right)$ et l'horizontale D'_2O_2 remplace dans la courbe de i_1 fig. 6, courbe en gros trait, les axes étant $D_1O'_1$ et D_1D_2) la portion de courbe comprise entre O_2 et D'_2 dans la commutation multiple.

Les variables qui entrent en jeu dans la commutation multiple sont les mêmes que dans la commutation simple : résistances des sections et des connexions, résistances de contact entre lames et balais, f. é. m. de self-induction de la section, f. é. m. extérieures, et il faut de plus y joindre l'action mutuelle des bobines commutées simultanément, qui introduit une f. é. m. supplémentaire dans la section envisagée.

La densité de courant dans une lame donnée j est représentée au commencement et à la fin de la commutation, c'est-à-dire pendant les intervalles de temps où elle pénètre sous le balai ou s'en échappe, en fonction de la densité moyenne j_m , par les rapports (fig. 5) :

$$\frac{tg \beta_2}{tg \alpha} \quad \text{et} \quad \frac{tg \beta_1}{tg \alpha},$$

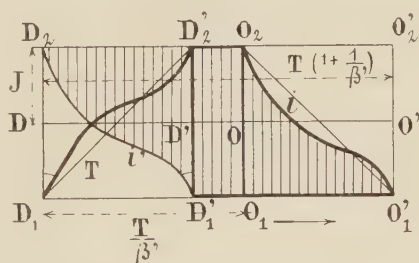


FIG. 6. — Courant dans une lame dans la commutation simple.

β_2 et β_1 étant les angles faits avec l'horizontale par les rayons vecteurs menés des points D_2 et O'_2 aux points M et N de la courbe du courant j dans la lame, ou des vecteurs symétriques tels que O_1N' tracés par rapport aux courants de bobines i : l'angle α correspond à la droite $D_2D'_2$, diagonale du diagramme relative au temps T.

Pendant l'intervalle OD' où la lame reste entière sous le balai, la densité est évidemment proportionnelle au courant de la lame et par suite mesurée par le rapport de $\overline{O'P'}$ ou de $\overline{QP}$ au courant moyen $\frac{2J}{\beta'}$, c'est-à-dire à $\overline{O_2H}$; on a en effet (triangles semblables):

$$\frac{\overline{O_2H}}{2J} = \frac{\overline{D_2O_2}}{D_2D^2} = \frac{1}{\beta'}.$$

Si l'on suppose que dans la bobine le *champ résultant* définitif, produit par la combinaison de tous les flux en jeu, *reste constant* et si on *néglige la résistance des bobines et des connexions par rapport aux résistances de contact*, on arrive à la *commutation linéaire* ou à *densité constante*.

En effet, le courant $2J$ provenant de la dynamo se rend au balai à travers les lames en contact avec ce dernier, et les courants se répartissent à travers ces lames en raison inverse de la résistance de contact, c'est-à-dire proportionnellement à la surface de contact; si le balai a une largeur égale à celle de β' lames, les lames complètement couvertes conduisent chacune un courant $\frac{2J}{\beta'}$, et les deux autres un courant proportionnel à l'avancement de la lame sous le balai: le courant dans une lame, à partir du moment où elle vient en contact avec le balai, sera représenté pendant le temps $\frac{T}{\beta'}$ (axes $D_2O'_2$ et D_2D_1 , fig. 5) par la droite D_2H , $\overline{O_2H}$ représentant $\frac{2J}{\beta'}$ et $\overline{D_2O_2}$ le temps $\frac{T}{\beta'}$; pendant le temps $\overline{O_2D'_2}$, la lame reste complètement sous le balai, le courant y est constant et représenté par l'horizontale HK , puis, pendant la dernière partie $D'_2O'_2$, le courant retombe progressivement à zéro par la droite KO'_2 .

Si l'on cherche maintenant le courant dans la section en avant de cette lame, on trouve qu'il est représenté par la valeur $i' = J - i_2$, i_2 étant le courant de la lame, pendant le temps $\frac{T}{\beta'}$, soit par la même droite D_2H_1 , si on prend les axes habituels pour courant de bobine, soit l'horizontale médiane DD' et la verticale vers le haut DD_2 ; quand la lame envisagée est venue en 3 (fig. 4), une autre section vient en commutation et le courant i' diminue encore du courant évacué par la nouvelle lame

arrivant au contact, courant qui suit la même loi ; le courant i' diminue donc linéairement pour atteindre la valeur $-J$ au bout du temps T , et il est représenté par la droite D_2D_1' dans la figure 5 : d'où le nom de *commutation linéaire*.

Pour étudier expérimentalement la commutation, on peut mesurer directement soit le courant dans une section, soit le courant dans une lame et, pour comparer entre eux les résultats expérimentaux, il faut savoir déduire une des courbes de l'autre. Nous avons vu que dans le cas de la commutation simple, il suffisait d'effectuer un changement d'axes de coordonnées ; mais il n'en est plus de même dans la commutation multiple.

Le diagramme de la figure 5 montre comment on passe de la connaissance du courant des sections i et i' à la courbe de courant dans la lame adjacente i_1 ; il nous reste à examiner comment on peut opérer la déduction inverse et passer de la connaissance du courant dans une lame au courant dans la section, en supposant naturellement que les phénomènes sont réguliers et se reproduisent identiquement à des intervalles de temps égaux pour les différentes lames successives.

La construction est plus complexe et peut s'exécuter de deux façons différentes, soit en suivant la variation de courant dans le sens de la commutation, soit en adoptant la marche inverse ; dans le premier cas, on utilise cette propriété que le courant dans une section est égal au courant dans la section suivante diminué du courant dans la lame intermédiaire :

$$i = i'' - i_2 ;$$

dans le second cas, on écrit au contraire que le courant dans la section est égal au courant dans la section précédente, augmenté du courant dans la lame intermédiaire,

$$i = i' + i_1,$$

et on construit la courbe du courant par intervalles de temps $\frac{T}{\beta'}$ correspondant à une lame.

Nous allons en montrer l'exécution sur un exemple.

Soit (fig. 7) la courbe du courant i_2 dans une lame, D_4AQCO_1' relevée expérimentalement, courbe s'étendant sur un intervalle de temps correspondant à $\beta' + 1$ lames, soit ici 4,5 lames, et ayant comme axes de coordonnées D_1O_1' et D_4D_2 ; prenons $\overline{D_1D} = J$ et proposons-nous de construire, par rapport aux axes DD' et DD_2 , la courbe du courant dans une section, par exemple dans la section dont la commutation commence quand la lame envisagée arrive au contact du balai (section dans la position 3 4, fig. 4, à l'instant initial).

La courbe i cherchée commencera en D_2 et finira en D_1 l'intervalle $\overline{D_1 D_1'}$ correspondant à 3,5 lames ou à T . Pendant le temps $\frac{T}{2}$, correspondant à la première lame et à l'abscisse $\overline{D_1 O_1}$, le courant dans la section

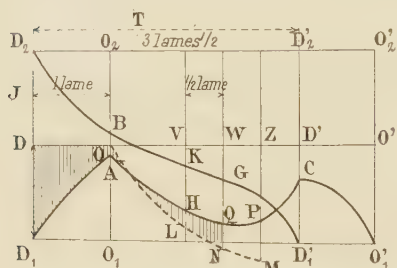


FIG. 7. — Construction du courant dans une lame d'après le courant dans une bobine.

même que le courant dans la section i est représenté, par rapport à ses axes habituels, par la même courbe que la dernière portion CO'_i de la courbe de i_2 , prise aussi par rapport à ses propres axes : on aura donc la dernière partie de la courbe de i en transportant l'arc final CO'_i d'une lame vers l'origine, en GD'_i .

On a ainsi immédiatement les deux portions initiale et finale de la courbe i ; il reste à construire la portion intermédiaire, correspondant à $\beta' - 2$ lames.

Pendant le passage de la deuxième lame (abscisse OV), le courant i cherché est la différence entre le courant dans la section suivante et le courant dans la lame ; mais le courant dans la section suivante est justement donné par la portion de courbe D_2B déjà tracée, puisque cette section suivante se trouve dans la situation où était la section envisagée pendant l'intervalle de temps $\frac{T}{\beta}$ précédent ; portons cet arc D_2B en OL (c'est-à-dire par rapport aux axes du courant i_2), la différence (hachurée) entre les deux portions OL et AH donnera le courant cherché qu'on reportera à sa place suivant l'arc BK .

Pour avoir de même le courant i dans le troisième intervalle de temps VZ, on prendra la différence entre l'arc BK transporté en LM et l'arc HP de la courbe i_2 , mais il suffira de se borner au demi-intervalle VW, la portion finale GD' étant connue directement.

TRAVAUX PRÉLIMINAIRES AYANT CONDUIT A LA THÉORIE MODERNE DE LA COMMUTATION

Dès l'invention de la dynamo sous sa forme actuelle, c'est-à-dire depuis Paccinotti et Gramme, on s'est préoccupé de la question de réaliser une bonne commutation ou d'obtenir un fonctionnement des balais sans étincelles.

Il semble que les premières études importantes sur le phénomène de la commutation et sur la réaction d'induit aient été présentées ⁽¹⁾ par James Swinburne et W.-B. Esson en 1890, dans des notes à la discussion desquelles prirent part les professeurs Ayrton, Thompson, Kapp, etc.

On trouve dans la note de Swinburne la décomposition en ampère-tours de l'induit transversaux et antagonistes, la notion et le calcul de la self-induction d'une section, l'expression de la f. é. m. de renversement nécessaire à la commutation, les pôles auxiliaires linéaires et en fer à cheval, les avantages que présente le tambour sur l'anneau, la différence entre le moteur et la génératrice, la limitation à faire subir aux ampère-tours d'induits en vue de réduire la distorsion et de réaliser une bonne commutation, et le rôle de la grandeur de l'entrefer.

Les mêmes questions sont sensiblement traitées par Esson ⁽¹⁾ et sont éclaircies dans la discussion signalée plus haut.

L'année suivante, W.-B. Esson ⁽²⁾ revient plus particulièrement sur la question de la limitation des ampères-tours ou du volume de courant de l'induit.

Ces discussions aboutirent à une théorie généralement admise à cette époque, théorie que nous allons exposer d'après les auteurs classiques du temps.

On lit dans le célèbre traité de Sylvanus Thompson, quatrième édition, traduction française de E. Boistel, en 1894 (p. 79) :

« Les ingénieurs ont constaté que, pour réduire au minimum les étincelles au collecteur, il fallait placer les balais en des points déterminés, à trouver par l'expérience et appelés *points neutres*. Dans les machines bipolaires ordinaires, les deux points neutres sont situés aux deux extrémités opposés d'un même diamètre dit pour cette raison ligne neutre...

⁽¹⁾ *The theory of armature reactions in Dynamos and Motors*, par James Swinburne; *Some points in dynamo and motor design*, par W.-B. Esson, et discussion de ces communications, *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. XI, 1890, p. 90 et suivantes.

⁽²⁾ *Notes on the design of multipolar dynamos*, par W.-B. Esson (*Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. XX, 1891, p. 263 et suivantes: discussion par Swinburne, Ayrton, Kapp, etc., jusqu'à page 319).

L'expérience montre que la ligne neutre n'est pas exactement à angle droit avec la ligne qui joint les milieux des deux pièces polaires, mais qu'elle occupe une position oblique correspondant dans une génératrice à un déplacement angulaire de quelques degrés dans le sens du mouvement. On reconnut de bonne heure que, dans un grand nombre de machines, la position exacte du point neutre était différente suivant la puissance qu'on demandait à la machine... C'est ce qui détermine dans la pratique le montage sur des *colliers mobiles* permettant d'avancer ou de reculer à volonté leur ligne de contact par rapport au point neutre. Les constructeurs se sont naturellement attachés à la solution pratique du problème consistant à annuler ces variations de l'angle de calage... Les points neutres sont très voisins des points de potentiel maximum positif et de maximum négatif au collecteur; mais ils ne coïncident pas exactement avec ces points. Au point de potentiel maximum, il y a généralement des étincelles. Ce point est déplacé en avant dans le sens du mouvement; mais le point où il se produit le moins d'étincelles, le *vrai point neutre*, est situé encore *un peu plus avant* que le précédent... »

L'auteur explique ensuite que la cause des étincelles aux balais est de même nature que le phénomène connu de la production d'une étincelle chaque fois qu'on ouvre un circuit, parcouru par un courant, lorsque ce circuit contient un électro-aimant ou des bobines quelconques entourant un noyau de fer, et par suite possède une self-induction notable. Puis il définit le phénomène de la commutation, comme nous l'avons fait à la page 2 et suivantes et s'exprime en ces termes :

« Supposons maintenant que la commutation s'effectue en un point où les spires de la section n'embrassent aucun flux, de telle sorte que la bobine mise en court-circuit ne soit le siège d'aucune f. é. m., le courant qui la parcourait cessera et, quand elle quittera le balai, elle arrivera subitement comme bobine inerte dans l'autre moitié de l'anneau... Le courant (qui arrive au balai de cette seconde moitié de l'anneau) a tout d'un coup à passer par les spires de cette section. Il ne peut cependant pas y atteindre instantanément toute son intensité : aussi, avant que la section arrive à travailler réellement, le courant produit-il une étincelle entre la lame et le balai.

« Supposons maintenant que le balai étant calé en arrière, la section embrasse encore réellement un flux; il est clair dès lors que la bobine, pendant le temps de mise en court-circuit, sera soumise à une f. é. m. induite qui, si minime qu'elle soit, peut momentanément déterminer un fort courant, parce que la résistance mise en court-circuit est très faible. Aussi l'étincelle sera-t-elle plus nuisible que si la bobine était absolument inerte.

.

« On arrive à l'ajustement idéal en déplaçant les balais juste assez au delà du point de f. é. m. maximum pour que les sections élémentaires, quand elles passent sous le balai et sont mises en court-circuit, soient à ce moment soumises à une faible f. é. m. inverse, et cette action doit durer juste assez longtemps dans chaque section successive pour arrêter la circulation du courant existant, déterminer un courant de sens inverse et le laisser acquérir une intensité exactement égale à celle du courant qui circule dans l'autre moitié de l'induit, auquel il peut alors se réunir...

« Un champ magnétique ayant exactement l'intensité voulue pour déterminer le renversement dans la section de l'induit commutée peut se trouver ordinairement juste à l'extrémité de la pièce polaire, parce qu'en ce point les lignes de force ont une densité qui augmente rapidement. Du moment qu'il faut un champ magnétique plus puissant pour renverser des courants intenses qu'il n'en faut pour de faibles courants, il s'ensuit que le décalage à donner aux balais est plus grand pour des courants intenses que pour de faibles intensités.

« Il y a ordinairement beaucoup d'étincelles quand le décalage est trop faible; il y en a peu quand il est grand et enfin il n'y en a pas quand il est bon. Si le décalage dépasse la limite voulue, il y a dépense inutile d'énergie due au développement, dans la bobine mise en court-circuit, d'un courant inverse plus grand qu'il n'est nécessaire. De plus, quand le calage est fait au delà du point neutre, toutes les bobines situées entre ce point neutre et le diamètre des balais deviennent le siège de f. é. m. inverses et le potentiel aux balais tombe au-dessous de son maximum.

« On diminuera la production des étincelles : 1° en sectionnant l'induit, de telle sorte que les renversements de courants puissent s'effectuer d'une manière fractionnée; 2° en rendant le champ magnétique aussi puissant que possible; 3° en conformant les surfaces polaires de telle sorte qu'un épanouissement convenable du champ magnétique lui donne une intensité progressive; 4° en choisissant des balais d'épaisseur appropriée et maintenant bien ajustées leurs surfaces de contact. »

L'auteur signale également que, dans une machine réceptrice ou moteur, les balais doivent être décalés en arrière par rapport au mouvement.

Un peu plus loin (p. 96), il insiste sur les effets de l'induction mutuelle entre sections et sur la self-induction même de la section.

« Clausius a montré que, lorsqu'une section vient d'être mise en court-circuit par son passage sous un balai, elle exerce une induction nuisible sur la bobine qui la précède dans le sens du mouvement et que cette action est proportionnelle au nombre de spires de la section. On

peut, en conséquence, la diminuer en augmentant le nombre des sections, ce qui réduit le nombre des spires de fil dans chacune des sections de l'induit.

« L'inertie électrique du courant qui circule dans les bobines élémentaires affecte *légèrement* le décalage à donner aux balais et réagit également sur les bobines voisines. Si une bobine est mise trop tôt en court-circuit avant d'atteindre le point neutre, l'irruption soudaine de son propre courant en elle-même tend, par induction mutuelle, à arrêter le courant dans la bobine qui la suit et à accélérer le courant inverse dans celle qui le précède...

« Le moyen de diminuer toutes ces réactions nuisibles est heureusement très simple. Il est évident que l'action démagnétisante est due au décalage des balais, nécessité lui-même par l'aimantation transversale. C'est en conséquence cette dernière qu'il faut compenser ou réduire à un minimum par un procédé quelconque.

« La f. é. m. de la dynamo est proportionnelle à trois facteurs, le nombre N de fils périphériques, le flux total Φ à travers l'induit et la vitesse n tours par minute. Or, pour un induit de dimensions données, les réactions inductrices sont proportionnelles à N ; mais il n'est pas pratique d'augmenter la vitesse (et d'ailleurs certaines réactions nuisibles lui sont proportionnelles), le seul remède efficace est donc d'augmenter le flux Φ . On réalisera cette amélioration au moyen d'inducteurs extrêmement puissants qui maîtriseront complètement l'induit...

« *La machine idéale de l'avenir pour fonctionnement sous potentiel constant n'aura qu'un seul tour de fil par section. Elle ne comportera ni déplacement de balais, ni étincelles, et sa résistance intérieure sera pratiquement nulle.* »

Dans un autre chapitre, l'auteur établit le calcul des dynamos et étudie la production d'un champ magnétique de renversement suffisant; il met en évidence le rôle de l'entrefer, de la réaction d'induit et du nombre d'ampère-fils sur l'induit qu'il appelle *courant périphérique*; il indique que Esson fixe le nombre d'ampère-fils admissibles à 400 pour les anneaux et 600 pour les tambours, par centimètre de diamètre d'induit, soit 127 et 190 par centimètre de périphérie.

Nous avons reproduit cet exposé parce qu'il émane d'un des plus célèbres ouvrages classiques du début de l'électrotechnique industrielle, qu'il est très clair et représente les idées connues des électriciens sur le phénomène de la commutation, dans cette période originelle.

A part que l'auteur laisse de côté les phénomènes de contact, inconnus à cette époque et d'ailleurs peu importants avec les balais métalliques, les seuls utilisés alors, il n'y a rien à y reprendre ou tout au moins peu de chose : tout au plus, l'idée incorrecte, et d'ailleurs émise en

passant et sans insistance, que *le courant ne peut passer tout d'un coup par les spires de la section inerte*. Si la section est vraiment inerte, le courant s'y établit instantanément ; mais pour qu'elle soit vraiment inerte, il faut que le flux y reste toujours nul, en tenant compte du flux dû au courant qui s'établit, ce qui nécessite une compensation par un champ extérieur ; la véritable marche du phénomène est d'ailleurs expliquée exactement plus loin, lors de l'exposé de *l'ajustement idéal des balais*.

Remarquons encore à ce sujet que S. Thompson appelle point neutre, le point où il faut caler les balais pour avoir un flux résultant *nul* dans la section et non pas le point où le champ est nul à la périphérie de l'induit, suivant la définition généralement adoptée maintenant. Nous retrouverons plus tard, à ce sujet, des discussions passionnées, qu'une simple définition des termes employés aurait aisément évitées.

On ne manquera pas non plus d'être frappé par la prévision contenue dans les dernières lignes citées, relativement à la machine moderne à calage fixe et à collecteur très divisé : il n'y manque que l'invention des balais de charbon.

Une étude très complète et très claire des mêmes phénomènes se retrouve deux ans plus tard dans l'ouvrage également classique de Hawkins et Wallis (1).

Théorie de Fischer Hinnen. — La première analyse mathématique du phénomène de la commutation (2) avec prédétermination de l'angle de calage des balais, est due à Fischer Hinnen (3).

Cette analyse est déjà très complète, mais la résistance de contact des balais avec le collecteur est considérée comme constante et introduite pour sa valeur moyenne, en supplément de la résistance de la bobine commutée.

Fischer Hinnen détermine la loi de variation du courant dans la section, en prenant comme variable la f. é. m. de self-induction due à ce courant dans la section : il fait intervenir comme éléments d'action sur le phénomène, la chute ohmique dans la section, en tenant compte de la résistance de contact supposée constante et introduite pour sa valeur moyenne, la f. é. m. due à la self-induction de la section E'_1 , la f. é. m. due au champ inducteur E_2 et la f. é. m. due au champ propre de l'induit E_a .

(1) *La Dynamo*, par Hawkins et Wallis, traduit de l'anglais par E. Boistel, 1^{er} volume, p. 97 à 162.

(2) J. Swinburne avait déjà indiqué la formule (4), mais d'une façon sommaire, dans une étude beaucoup moins complète.

(3) *Electrotechnische Zeitschrift*, 17 et 24 septembre 1896, et *Eclairage électrique*, 17 octobre 1896, t. IX, p. 114 : c'est de ce dernier journal, dont l'article a été retouché par l'auteur, qu'est extraite l'analyse ci-dessus.

Nous rencontrons là une décomposition nette du flux dans la section, qui sera ensuite employée par presque tous les auteurs : ce flux est considéré comme résultant de trois flux séparés : le flux produit par l'inducteur ou flux de renversement, le flux envoyé par l'induit ou flux de réaction d'induit et le flux produit par le courant de la section dans son champ de dispersion ou de fuites : à ces trois flux correspondent les f. é. m. E_2 , E_a et E'_1 .

L'auteur établit le calcul en laissant de côté d'abord la f. é. m. E_a due au champ de l'induit.

Soit $\mathcal{L}$, le coefficient d'induction de la section (limité au flux de fuite signalé plus haut); l'auteur montre que ce coefficient peut être mis sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{u' l q N}{N_2} 10^{-8},$$

dans laquelle u' est un coefficient dépendant de la forme de la denture, 2,3 pour la dent ouverte normale et 0,4 pour l'induit lisse; l , la longueur de l'induit en centimètres; q , le nombre de *conducteurs* par section; N , le nombre de fils périphériques, et N_2 , le nombre de sections; soit r la résistance de la section (totale, comme dit plus haut), T la durée de la commutation, t le temps compté de l'origine du court-circuit, J le courant dans une dérivation égal à $\frac{I}{2p_1}$, I le courant total et $2p_1$ le nombre de tiges de balais.

Appelons E_1 la chute ohmique dans la section par le courant J , soit $E_1 = rJ$.

Dans la section en court-circuit *dans la zone neutre*, le courant est donné par :

$$ri + \mathcal{L} \frac{di}{dt} = 0,$$

d'où :

$$i = ke^{-\frac{r}{\mathcal{L}}t}.$$

ou, en passant à la f. é. m. de self-induction E'_1 due au courant i ,

$$E'_1 = E_1 e^{-\frac{r}{\mathcal{L}}t}. \quad (1)$$

Si on décale les balais *en avant*, de façon que le champ inducteur produise la f. é. m. E_2 (supposée constante) dans la bobine, cette f. é. m. engendrera un courant, soumis également à l'action de la self-induction, et représenté par la f. é. m. de self-induction :

$$E'_2 = E_2 \left(1 - e^{-\frac{r}{\mathcal{L}}t} \right). \quad (2)$$

Le courant de court-circuit résultant sera alors :

$$i = \frac{E'_1 - E'_2}{r} = \frac{(E_1 + E_2)e^{-\frac{r}{L}t} - E_2}{r} \quad (3)$$

et pour que la commutation se fasse sans à coup final, c'est-à-dire sans étincelles, il faudra que cette fonction prenne la valeur $-J$, au temps T .

La figure 8 donne en (1) la courbe de E'_1 , en (2) la courbe de E'_2 et en (3) la courbe de $E'_1 - E'_2$, lorsque la condition ci-dessus est remplie.

Si l'on se donne la f. é. m. E_2 , due au décalage, on pourra en déduire la loi du courant i et par suite sa valeur finale i_T ; inversement, en écrivant que cette valeur i_T est égale à $-J$, on en déduira la f. é. m. E_2 nécessaire pour assurer une commutation sans étincelles.

On a immédiatement, dans ce cas,

$$E_2 = E_1 \frac{1 + e^{-\frac{r}{L}T}}{1 - e^{-\frac{r}{L}T}}, \quad (4)$$

ce qui donne E_2 ; T est en effet immédiatement connu d'après le rapport de la largeur du balai à celle d'une lame, β' , et la vitesse de rotation en tours par minute, n , suivant la formule :

$$T = \frac{60\beta'}{nN_2} \quad (5)$$

L'auteur donne alors des formules pour calculer l'arc de décalage α , mesuré sur la périphérie de l'induit et il indique que la valeur électrique d'une machine dépendra de la petitesse du rapport $\frac{\alpha}{\rho}$, de l'arc de décalage α au demi-arc interpolaire c : il établit ces formules en calculant l'induction vers l'extérieur en un point de l'induit comme la différence entre les inductions que tendent à y produire les deux pôles inégalement éloignés : nous n'insisterons pas sur ces formules d'une valeur évidemment fort précaire, comme toutes celles que donnent des calculs de ce genre.

L'auteur envisage également l'action de la f. é. m. E_c due au champ

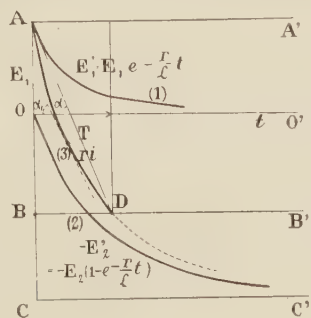


FIG. 8. — Courbes des f. é. m. de self-induction dans la bobine en court-circuit.

de l'induit : il fait cette remarque fort juste que la f. é. m. E_a dépend de la vitesse de déplacement relatif de l'axe magnétique de l'induit par rapport à l'induit et que cette vitesse n'est pas constante, mais varie avec la loi de variation du courant dans les bobines commutées.

Si v désigne la vitesse périphérique de l'induit, la vitesse relative en question a pour valeur :

$$v' = v \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (6)$$

α_1 et α étant (fig. 8) les angles faits avec l'axe des temps respectivement par la tangente à la courbe de $E'_1 - E'_2$, à l'instant considéré, et par la droite AD, de commutation linéaire.

Ceci posé, l'auteur introduit alors dans ses calculs la valeur de v' au temps T (ce qui ne donne évidemment qu'un résultat inexact) et indique à tort : 1° que la f. é. m. E_a , s'ajoutant à la f. é. m. primitive E_1 dans les génératrices, est *négligeable*, et *qu'elle se retranche* dans les moteurs, diminuant ainsi l'angle de décalage en arrière dans ces derniers.

Par contre, il appelle l'attention sur ce fait que la plupart des machines, même très bonnes, donnent de petites étincelles aux balais, alors qu'il est théoriquement toujours possible dans ces machines, où α est plus petit que c , de trouver un décalage pour lequel la condition étudiée plus haut soit réalisée.

Il attribue ce résultat aux irrégularités dans les contacts, ainsi qu'à l'inégalité des résistances des diverses sections, provenant de la présence de soudures défectueuses et de connexions de différente longueur (particulièrement dans les enroulements en chignon).

Finalement, il conclut en donnant les règles suivantes :

a) L'enroulement de l'induit doit être symétrique et comporter le minimum de joints et de soudures ;

b) Le nombre de lames du collecteur doit être grand et son diamètre petit ;

c) Le rapport $\frac{\alpha}{c}$ doit être petit, autant que possible inférieur à 0,5 ;

d) On pourra améliorer une machine qui crache, en augmentant l'entrefer ou en coupant les cornes polaires, ou mieux encore en employant, suivant le système dû à Swinburne, des pôles auxiliaires, excités par le courant de l'induit (¹).

(¹) Dans un deuxième travail (*Electrotechnische Zeitschrift*, du 30 décembre 1897 et *Eclairage électrique*, 21 janvier 1898), Fischer Hinnen revient sur la question des pôles auxiliaires et de l'enroulement de compensation, attribué à Ryan, dont il signale avoir émis l'idée antérieurement (*Elektrotechnische Zeitschrift*, janvier 1892). Il en rappelle la théorie et signale un dispositif de pôles auxiliaires, sans enroulement série propre, avec enroulement inducteur type Manchester, réparti en deux moitiés *inégaux* de part et d'autre des pôles auxiliaires.

Il est regrettable que l'auteur ne considère que la valeur finale de la f. é. m. due au champ de l'induit E_m , car son étude est déjà très complète : il n'y manque que le fait de tenir compte de la variation de la résistance de contact pour les machines munies de balais de charbon, déjà connus à cette époque, et comme cette résistance est faible pour les balais métalliques, l'analyse en question ci-dessus représente fort bien le phénomène dans les machines munies de ce dernier type de balais.

Théorie de Th. Reid. — C'est à ce moment qu'intervient dans l'étude de la commutation une publication qui a révolutionné les idées antérieurement admises et a lancé tous les électriciens dans une voie absolument différente, laquelle, empressons-nous de le dire, n'a pas été particulièrement féconde, comme nous le montrerons plus tard.

Dans une communication devant l'Association des Ingénieurs américains ⁽¹⁾, *Thorburn Reid* mit en évidence le rôle de la résistance de contact et attribua les étincelles à l'exagération de la densité de courant sous le balai, dans la lame qui quitte ce balai.

Dans l'analyse de cette communication ⁽¹⁾, C.-F. Guilbert s'exprime ainsi :

« L'idée ancienne que la commutation sans étincelles ne peut se faire que si le courant, au moment de la rupture du court-circuit dans la section passant sous le balai, a dans celle-ci précisément la valeur qu'il aura lorsqu'elle sera rentrée dans la partie active de l'enroulement, doit être abandonnée définitivement. En effet, d'après M. Reid, les petites étincelles qui peuvent se produire dans ce cas sont sans danger.

« Seule l'exagération de la densité de courant dans les portions de balais en contact avec les lames connectées aux extrémités de la section en court-circuit peut amener la détérioration du collecteur. »

L'auteur expose alors la marche du phénomène que nous avons décrit page 2, en le divisant en deux parties, la période d'annulation du courant et la période d'accroissement en sens inverse, dans le cas de la commutation simple, où le balai est plus petit qu'une lame.

Dès que la lame 2 (*fig. 1 et 2*) est engagée sous le balai, le courant passe au balai par les deux lames ; les résistances de contact des lames 1 et 2 sont en rapport inverse de la surface couverte par le balai, le courant diminue dans la section ; les chutes de tension dans la résistance de la section et dans les contacts tendent à diminuer le courant, tandis que la self-induction de la section tend à le prolonger pendant qu'il diminue ; quant à la f. é. m. de renversement ou de commutation provenant du dé-

⁽¹⁾ *Industrie and Iron*, 14 janvier 1898, p. 27 ; analyse par M. C.-F. Guilbert dans *L'Eclairage électrique*, 2 avril 1898, t. XV, p. 21 ; *Electrician*, 1898, p. 515.

calage, elle doit évidemment être en sens inverse de la f. é. m. de self-induction.

Les chutes de tension aux contacts dépendront de la densité de courant à travers ces contacts; au moment où le courant est nul dans la section, la différence entre la f. é. m. de renversement et la f. é. m. de self-induction est égale et opposée à la différence entre les chutes de tension sous les deux portions du balai.

Le courant inversé augmentant, la self-induction s'oppose encore à cet accroissement.

L'auteur montre ensuite que, pour que l'énergie transformée en chaleur se répartisse proportionnellement aux surfaces de contact, il faut que la densité de courant reste constante; dans ce cas, la perte totale d'énergie est minimum, et la commutation est parfaite.

« Si, au contraire, le courant dans la lame 1 (en avance) diminue moins vite que la surface de contact, la densité de courant va en augmentant pendant toute la commutation; aussi, au moment où la lame 1 quittera le balai, l'énergie consommée sera maximum et pourra être suffisante pour volatiliser le cuivre de cette lame et arracher une parcelle de métal sur son bord de droite. De plus, le courant tendant toujours à passer, un arc subsistera : c'est l'étincelle dangereuse ou étincelle blanche.

« Les bords des lames sur lesquelles se fait la rupture se creusent alors rapidement, ce qui accroît encore la résistance du contact; aussi les étincelles augmentent-elles jusqu'à ce qu'on ait retourné le collecteur

« Si l'élévation de température est insuffisante pour volatiliser le métal, les étincelles qui apparaissent sont bleues ou violettes et à peu près sans danger. »

Il pourra de même se produire des étincelles à l'entrée, si le courant se renversant trop vite, la densité de courant dans la lame 2 est exagérée au début, et à la sortie, si la f. é. m. de renversement étant trop grande, le courant de la section est supérieur à celui de la dérivation où il va entrer, d'où une densité de courant exagérée comme précédemment.

Une bonne machine doit pouvoir fonctionner de la charge nulle à 250/0 de surcharge sans étincelles nuisibles et sans changement de calage : on obtiendra en général ce résultat en calant les balais pour la marche en pleine charge et les y laissant fixes; dans les marches à charge plus faible, le courant renversé sera trop fort, mais l'inconvénient sera peu grave en général, *les résistances de contact tendant à limiter cet excès.*

« L'auteur fait remarquer que la variation même des résistances de contact tend à faciliter le renversement du courant, et qu'en particulier dans la marche à vide, sous le calage de pleine charge, cette variation limite la valeur maximum du courant de court-circuit et sa valeur à la fin de commutation, ce qui supprime toute étincelle visible dans ce cas.

« Pour faciliter la commutation, on doit donc, soit augmenter les résistances de contact des balais (emploi de charbon ou diminution de la section des balais métalliques), soit abaisser autant que possible le coefficient de self-induction... »

T. Reid examine aussi le cas où le balai peut mettre deux sections en court-circuit à la fois. Il y trouve l'avantage de pouvoir réduire la longueur axiale du collecteur, tout en maintenant la même densité de courant dans le balai allongé suivant la périphérie, et signale l'inconvénient d'une augmentation des pertes par suite de l'accroissement de durée de la commutation. Un second avantage est dû à ce que l'effet de la self-induction est plus faible, puisque la variation est plus lente, mais cet avantage est limité par l'induction mutuelle des deux sections voisines en court-circuit qui accroît la self-induction apparente de ces sections.

Cette théorie de T. Reid fut accueillie avec enthousiasme et acceptée unanimement; elle expliquait en effet, par une analyse complète, quoique non mathématique, des effets de contact, un certain nombre de phénomènes non encore compris jusqu'alors : toutefois, il eût été nécessaire de vérifier par l'expérience certaines allégations, quelque peu audacieuses, telles que le peu d'importance de la valeur du courant renversé en fin de commutation, le rôle exclusif de l'excès de densité de courant dans la production des étincelles, et la valeur exacte des chutes de tension aux contacts dans les différents cas ⁽¹⁾.

ÉQUATION DIFFÉRENTIELLE DE LA COMMUTATION (GIRAULT, ARNOLD, FISCHER HINNEN)

Cette équation, connue presque partout sous le nom d'*équation d'Arnold*, a été établie presque simultanément, et indépendamment les uns des autres, par trois électriciens célèbres; toutefois la première publication et la priorité indiscutable appartiennent à M. Paul Girault, qui la fit connaître dans une conférence magistrale faite à la *Société internationale des Électriciens*, le 4 mai 1898, à Paris ⁽²⁾.

Une étude également très complète, et même poussée plus loin au point

(1) Quelques autres travaux sont parus à cette époque, en particulier un travail de Eustache Thomas, dans *The Electrician*, analysé dans l'*Elektrotechnische Zeitschrift* du 17 mars 1898, développant quelques idées déjà émises par Fischer Hinnen et Thorburn Reid, et une lettre de Mengès, de la Haye, à l'*Elektrotechnische Zeitschrift*, sur les enroulements de compensation et leur application à des enroulements ouverts (*E. T. Z.*, 31 mars 1898, p. 219).

(2) *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, mai 1898, p. 183 : *Sur la commutation dans les dynamos à courant continu*, par P. Girault.

de vue mathématique, fut publiée par le professeur E. Arnold et le Dr G. Mie, de Carlsruhe, quelque temps après, en février 1899⁽¹⁾ : le professeur Arnold ayant eu connaissance tardivement de la communication de P. Girault, estime que l'étude faite en collaboration mathématique avec le Dr Mie resté intéressante malgré que, envoyée à la rédaction de l'*Elektrotechnische Zeitschrift* au commencement de novembre précédent, elle ait été devancée par une publication de G. Kapp et de Fischer-Hinnen ; seule elle comporte, en effet, la solution complète de l'équation différentielle et l'étude graphique de l'énergie mise en jeu dans le court-circuit.

La même équation fut aussi étudiée par Fischer-Hinnen, dans l'intervalle des deux communications précédentes⁽²⁾. Fischer-Hinnen mentionne dans son avant-propos : que ce travail avait été terminé par lui dès la fin de mars 1898, en sténographie, comme peut l'affirmer le professeur *Weileman*, de Zürich, c'est-à-dire avant la communication de M. Paul Girault, et que la publication n'en fut retardée que par le manque de temps de l'auteur pour la traduction intermédiaire, permettant l'impression.

En même temps, sont aussi parus un article de E. Dick, ingénieur⁽³⁾, dans le genre de la première étude de Fischer-Hinnen, signalée plus haut, et une communication de Gisbert Kapp à l'Electrotechnischer Verein, à Berlin, en date du 20 décembre 1898⁽⁴⁾, relative à des formules pratiques pour l'étude des dynamos au point de vue commutation, ces deux travaux n'ayant pas de rapport avec l'équation différentielle en question.

On obtient l'équation différentielle fondamentale, en traduisant en langage mathématique les observations de Th. Reid ; nous allons l'établir rapidement et nous donnerons ensuite les principales conclusions des auteurs ci-dessus désignés.

Considérons un balai plus petit qu'une lame et une section en court-circuit (fig. 2).

Désignons par r la résistance de la bobine, par R_1 et R_2 les résistances des connexions au collecteur des lames 1 et 2, par ε_1 et ε_2 les chutes de tension ou d. d. p. au contact des lames 1 et 2 (voir exposé prélimi-

(1) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 2, 16 et 23 février 1899 : *Ueber den Kurzschluss der Spulen und die Kommutation des Stromes eines Gleichstromankers*, von Prof. E. Arnold und Dr G. Mie, Carlsruhe.

(2) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 22 et 29 décembre 1898, p. 850 : *Ueber die Funkenbildung an Gleichstrommaschinen*, von Fischer Hinnen, le Raincy (Seine-et-Oise).

(3) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1^{er} décembre 1898, p. 802 : *Ueber die Ursachen der Funkenbildung am Kollektor und Bürsten bei Gleichstromdynamos*, von E. Dick, ingénieur.

(4) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 5 janvier 1899, p. 32 : *Die Funkengrenze bei Gleichstrommaschinen*, von Gisbert Kapp.

naire) ; nous allons écrire, dans le circuit formé par la section, les connexions, les contacts et le balai (dont nous négligeons la résistance propre), la loi d'Ohm et Kirchoff $\Sigma e = \Sigma ri$, en prenant comme sens positif le sens du courant avant la commutation ; le balai est supposé positif, appartenant à une génératrice, calé en un point quelconque, tel que la f. é. m. produite dans la section par le champ résultant soit une fonction quelconque du temps appelée e pendant la durée de la commutation, la section ayant en plus un coefficient d'induction propre $\mathcal{L}$.

On a alors, en observant que la d. d. p. ε_2 est prise en sens inverse dans le circuit envisagé, l'équation :

$$e - \mathcal{L} \frac{di}{dt} = ri + R_1 (J + i) - R_2 (J - i) + \varepsilon_1 - \varepsilon_2, \quad (7)$$

qu'on peut encore écrire :

$$e - \mathcal{L} \frac{di}{dt} = (r + R_1 + R_2) i + (R_1 - R_2) J + \varepsilon_1 - \varepsilon_2. \quad (7 \text{ bis})$$

A cette équation il faut joindre la condition initiale, que pour $t = 0$, le courant i est égal à $+J$.

Supposons, ce qui est ordinairement réalisé, que les résistances R_1 et R_2 des connexions sont égales, et désignons par R la valeur totale de la résistance comprise entre deux lames, soit $R = r + R_1 + R_2$, les deux premiers termes du second membre de l'équation (7 bis) se réduisent à Ri ; d'autre part, admettons que les *chutes de tension au contact soient proportionnelles à la densité de courant*, c'est-à-dire que la *résistance spécifique de contact* (par cm^2 de balai) soit constante et indépendante de la densité de courant, nous aurons, à l'instant t , en désignant par σ la surface de la ligne de balais, par ρ la résistance de contact de cette ligne, par j_1 et j_2 , les densités de courant des lames 1 et 2, avec les autres notations déjà vues (ρ_1 et ρ_2 , résistances de contact des lames 1 et 2 ; i_1 et i_2 , les courants $J + i$ et $J - i$ dans ces lames) :

$$\left. \begin{aligned} j_1 &= \frac{J + i}{\sigma} \frac{T}{T - t} & \rho_1 &= \rho \frac{T}{T - t} \\ j_2 &= \frac{J - i}{\sigma} \frac{T}{t} & \rho_2 &= \rho \frac{T}{t} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

et par suite :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \rho_1 i_1 = \rho \frac{J + i}{T - t} \frac{T}{T - t} \\ \varepsilon_2 &= \rho_2 i_2 = \rho \frac{J - i}{t} \frac{T}{t} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ce qui donne finalement pour l'équation différentielle :

$$e - \mathcal{L} \frac{di}{dt} = Ri + \rho \overline{J+i} \frac{T}{T-t} - \rho \overline{J-i} \frac{T}{t}$$

ou, en ordonnant, et posant $\rho \frac{T}{\mathcal{L}} = \lambda$, et $\frac{\mathcal{L}}{R} = \tau$ (constante de temps de la section) :

$$\frac{di}{dt} + i \left(\frac{1}{\tau} + \frac{\lambda}{T-t} + \frac{\lambda}{t} \right) + \lambda J \left(\frac{1}{T-t} - \frac{1}{t} \right) = \frac{e}{\mathcal{L}}. \quad (10)$$

On préfère souvent prendre pour variable le rapport $\frac{t}{T}$ qu'on désigne par x (x variant de 0 à 1) : l'équation prend alors la forme classique :

$$\boxed{\frac{di}{dx} + i \left(\frac{T}{\tau} + \frac{\lambda}{1-x} + \frac{\lambda}{x} \right) + \lambda J \left(\frac{1}{1-x} - \frac{1}{x} \right) = \frac{T}{\mathcal{L}} e} \quad (10 \text{ bis})$$

Discussion de l'équation différentielle. — P. Girault a étudié cette équation, principalement avec la simplification qui consiste à négliger la résistance R de la section et la résistance ρ_2 de la lame en arrière ; Fischer-Hinnen a obtenu par développement en série une fonction représentant le courant i pendant la première moitié de la commutation, et Arnold et Mie ont donné l'intégration complète de ladite équation.

Tous ont abouti aux mêmes conclusions principales.

Laissons d'abord la parole à P. Girault, qui va nous donner la transition entre l'ancienne et la nouvelle théorie de la commutation.

« La formule nous montre que l'on a toujours pour la valeur limite de i au temps T , $i_\tau = -J$, quelle que soit la valeur de e ; si donc on admettait l'interprétation de Fischer-Hinnen, disant qu'il suffit que i_t soit égal à $-J$ pour qu'il n'y ait pas d'étincelles, *aucune dynamo à courant continu ne devrait cracher*, car nous allons voir que les résultats obtenus avec l'équation simplifiée ($R = \rho_2 = 0$) s'appliquent également à l'équation générale ; ... du moment que ρ_1 augmente d'une manière continue jusqu'à $+\infty$, toutes les autres grandeurs demeurant finies, le courant i_t deviendra toujours nul pour $t = T$, ou $x = 1$.

« Il faut donc exposer le phénomène de la commutation d'une manière différente pour expliquer la formation des étincelles.

« ... Nous aurons étincelles sous les balais, soit en ρ_1 , soit en ρ_2 , quand la densité de courant à l'un de ces contacts dépassera une valeur limite...

« On peut supposer, pour les valeurs de la densité de courant inférieures à cette limite, que le courant passe du collecteur au balai uniquement par les points de contact intime ; pour la valeur limite de la

densité, les quantités de chaleur dégagées par effet Joule en ces points sont suffisantes pour échauffer l'air environnant et le rendre conducteur : on a alors *étincelles sous les balais*.

« Les étincelles dites à la rupture ne sont ordinairement que la prolongation de celles créées sous les balais vers la fin du temps T ; la valeur de ρ_1 diminuant du fait de ces étincelles, la commutation se trouve retardée et la densité j_1 augmente d'autant plus; de cette manière la densité finale (j_1) $_T$ pouvant devenir très grande, on a, au dernier moment, un arc qui ne demande qu'à se prolonger et qui le fait d'autant mieux que ρ_1 a alors une valeur finie, car l'arc, une fois formé, s'approprie une certaine section et (ρ_1) $_T$ n'est plus infini, comme nous l'admettons dans le cas ordinaire. »

L'auteur indique alors que la meilleure position de calage sera celle pour laquelle ε_1 sera nul au temps T ; ce sera d'ailleurs une position moyenne, autour de laquelle (ε_1) $_T$ gardant une valeur faible, positive ou négative, il n'y aura pas encore d'étincelles.

Ceci posé, nous allons énumérer les conclusions que l'on peut déduire de l'équation différentielle en suivant sensiblement l'exposé d'Arnold, resté le plus classique.

Admettons que la f. é. m. e , engendrée dans la section par le champ extérieur, est linéaire, et peut être mise sous la forme :

$$e = -(g + hx); \quad (11)$$

la valeur du courant i en fin de commutation étant toujours $i_T = -J$, d'après ce qui a été expliqué plus haut, la caractéristique la plus importante de la commutation est la valeur prise par la densité j_1 , à la fin de la commutation (valeur que nous appellerons j_T , puisque c'est l'exagération de cette valeur (ou de la quantité proportionnelle (ε_1) qui produit les étincelles.

Or l'étude de l'équation conduit aux conclusions principales suivantes :

Deux cas sont à considérer,

$$\frac{\rho T}{\mathcal{L}} > 1 \quad \text{et} \quad \frac{\rho T}{\mathcal{L}} \leq 1.$$

1° Si la condition $\lambda = \rho \frac{T}{\mathcal{L}} > 1$ est remplie, la densité limite j_T est toujours finie, et a pour valeur :

$$j_T = \frac{2\rho J + e_T}{\sigma \left(\rho - \frac{\mathcal{L}}{T} \right)}, \quad (12)$$

ou en fonction de la densité moyenne $j_m = \frac{2J}{\sigma}$,

$$j_r = j_m \frac{1 + \frac{e_r}{2\rho J}}{1 - \frac{1}{\lambda}} \quad (12 \text{ bis})$$

où e_r désigne la valeur de e pour $x=1$, soit $-(g+h)$,

$$j_r = j_m \frac{1 - \frac{g+h}{2\rho J}}{1 - \frac{1}{\lambda}}. \quad (12 \text{ ter})$$

On voit ainsi que la densité limite est d'autant plus petite que la f. é. m. e de sens convenable est plus grande en fin de commutation, pourvu qu'elle ne dépasse pas la valeur $2\rho J = \varepsilon_b$, chute ohmique moyenne sous le balai; la condition la meilleure correspond à $j_r = 0$, soit $e = -\varepsilon_b$ (courbe 2, fig. 9) ⁽¹⁾.

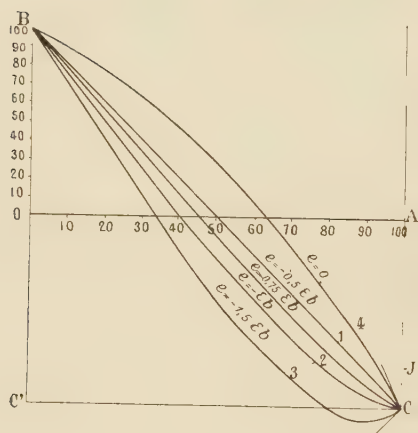


Fig. 9. — Commutation avec $\frac{\rho T}{\varepsilon} = 2$.

$$J = 100; \quad \rho = 0,008 \Omega; \quad \frac{T}{\varepsilon} = 250; \\ R = 0; \quad T = 0,001.$$

Si la f. é. m. de commutation est trop grande, la densité devient négative, le courant s'inverse sous le contact, et la densité est en valeur absolue d'autant plus grande que la f. é. m. est elle-même plus importante en valeur absolue (courbe 3, fig. 9).

Pour une f. é. m. e positive (de sens défavorable), la densité

augmente avec la valeur de cette f. é. m.

Un cas particulier très intéressant est celui de la commutation sans

⁽¹⁾ Les courbes de la figure 9 sont extraites de *l'Électrotechnique appliquée* de A. Mauduit (Dunod et Pinat, 1904), 1^{re} édition, p. 122, et *Machines électriques* du même auteur, 2^e édition (Dunod et Pinat, 1910), p. 155.

Elles ont été calculées avec chacune 10 points (valeurs de x de $1/10$ en $1/10$), en partant de la solution de l'équation différentielle pour $\frac{\rho T}{\varepsilon} = 2$, établie par M. Vogt, professeur de mécanique, directeur de l'Institut d'Électrotechnique et de Mécanique appliquée de Nancy, solution valable pour $R = 0$:

$$i = \left(\frac{1-x}{x}\right)^2 \left[-\frac{J}{(1-x)^2} + \frac{\frac{\rho T}{\varepsilon} + 6J}{1-x} - \frac{eT}{\varepsilon}(1-x) + \left(\frac{2eT}{\varepsilon} + 4J\right) \log(1-x) - 3J \right].$$

f. é. m. auxiliaire, dans une zone neutre du champ extérieur : la densité j_r devient alors (courbe 4, fig. 9) :

$$j_r = j_m \frac{\lambda}{\lambda - 1}. \quad (13)$$

Enfin, il existe une solution singulière de l'équation différentielle, correspondant à une variation linéaire du courant et à la densité constante pendant toute la commutation : on obtient aisément cette solution, en remarquant qu'on a alors $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, l'équation différentielle se réduit à :

$$e = \frac{\mathcal{L}}{T} \frac{di}{dx} + Ri,$$

avec :

$$i = J (1 - 2x),$$

d'où :

$$e = - \left(\frac{2\mathcal{L}J}{T} - RJ \right) - 2RJx. \quad (14)$$

Pour cette valeur particulière de la f. é. m. de commutation, la densité reste égale à j_m , pendant toute la commutation.

2° Par contre, si on a $\lambda = \rho \frac{T}{\mathcal{L}} \leq 1$, la densité finale j_r est toujours infinie, quelle que soit la f. é. m. e.

Il n'y a qu'une exception, correspondant à la solution singulière de la commutation linéaire, réalisée lorsque la f. é. m. e. suit la loi donnée par l'équation (14).

Pour peu que la f. é. m. e s'écarte tant soit peu de cette loi, la densité limite j_r devient tout de suite infinie ; les

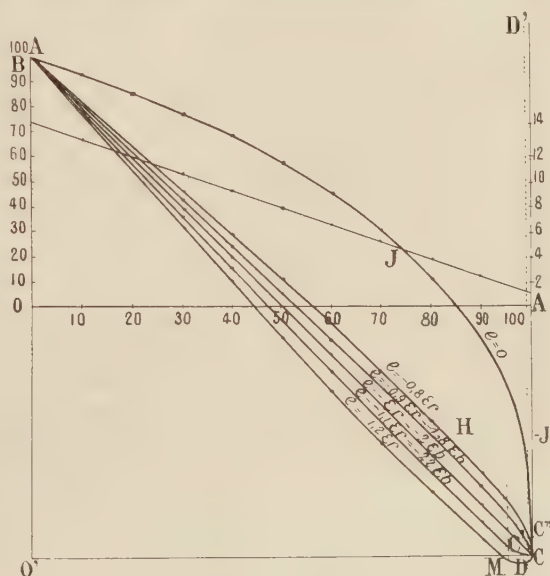


FIG. 10. — Commutation avec $\frac{\rho T}{\mathcal{L}} = 0,5$.

$J = 100$; $\varepsilon = 0,002 \Omega$; $\frac{T}{\mathcal{L}} = 250$; $R = 0$; $T = 0,001$.

(1) La figure 10 est extraite du même ouvrage, et calculée d'après l'équation donnée par M. Vogt, pour le cas de $\frac{\rho T}{\mathcal{L}} = 0,5$:

$$i = -J + \left(\frac{\rho T}{\mathcal{L}} + 2J \right) \frac{\varphi \cos \varphi}{\sin \varphi} - \frac{\rho T}{\mathcal{L}} \cos^2 \varphi, \quad \text{avec} \quad x = \sin^2 \varphi.$$

courbes du courant i se raccordent toutes tangentiellement à la verticale au point $x = 1$, soit en dessus, soit en dessous de l'axe des x (voir fig. 10).

Arnold en a conclu que la condition *sine qua non* d'une bonne commutation était avant tout $\frac{eT}{\mathcal{L}} > 1$; le cas exceptionnel de la densité constante, avec $\frac{eT}{\mathcal{L}} \leq 1$, « ne pouvant évidemment être réalisé exactement qu'en un point unique du champ magnétique, n'a aucune importance pratique ».

Après avoir donné le calcul du courant i par des séries très compliquées, Arnold fait un exposé très intéressant des échanges d'énergie qui ont lieu pendant la commutation et termine par des formules pour le calcul du coefficient d'induction $\mathcal{L}$.

Énergie mise en jeu dans la commutation. — Disons quelques mots des échanges d'énergie et pertes sous le balai, en les exposant dans les mêmes idées, quoique un peu différemment.

L'équation différentielle peut s'écrire :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + \epsilon_1 - \epsilon_2 = e. \quad (15)$$

Nous aurons l'énergie mise en jeu à chaque instant en multipliant tous les termes par idt , ce qui donne :

$$\mathcal{L}i \frac{di}{dt} dt + Ri^2 dt + (\epsilon_1 - \epsilon_2) idt = e idt. \quad (16)$$

Prenons d'abord le cas de la *commutation à densité constante* : alors $\epsilon_1 - \epsilon_2$ est nul et l'énergie mise en jeu dans la section se réduit à trois termes :

1° $\int_0^{\tau} Ri^2 dt$, perte joule dans la section commutée ;

2° $\int_0^{\tau} e idt$, puissance électrique fournie par la f. é. m. auxiliaire,

décomposable en deux parties de signe contraire ; $\int_0^{\frac{\tau}{2}} e idt$, énergie négative (e étant en sens inverse de i pendant la première moitié de la commutation) ; l'énergie correspondante est restituée à l'arbre sous forme de travail moteur, et $\int_{\tau/2}^{\tau} e idt$, énergie positive, e travaillant dans le même

sens que i pendant cette seconde partie, empruntée à l'arbre et transformée en énergie électrique.

$$3^{\circ} \int_0^{\pi} - \mathcal{L} i \frac{di}{dt} dt = \int_J^0 - \mathcal{L} i di + \int_0^{-J} - \mathcal{L} i di = + \frac{\mathcal{L} J^2}{2} - \frac{\mathcal{L} J^2}{2}, \text{ travail}$$

de la self-induction, composé de deux parties, la première positive et la seconde négative, égales en valeur absolue.

La self-induction n'occasionne donc dans ce cas aucune perte d'énergie ; l'énergie libérée pendant la première moitié du temps est absorbée, partie par la perte Joule Ri^2 et partie par l'arbre sous forme de travail moteur, la même différence est restituée ensuite par la machine pendant la seconde partie.

Finalement, la seule perte d'énergie dans la section est $\int_0^{\pi} Ri^2 dt$, fournie par l'arbre moteur, à laquelle il faut ajouter la perte constante au contact $4\epsilon J^2 T$, fournie par la dynamo, et correspondant à une chute de tension.

Dans le cas de la commutation sans *f. é. m. auxiliaire* ($e = 0$), on peut écrire :

$$\int Ri^2 dt + \int (\epsilon_1 - \epsilon_2) i dt = \int - \mathcal{L} i di. \quad (17)$$

D'ailleurs, la perte d'énergie sous le balai est la somme :

$$\int (J + i) \epsilon_1 dt + \int (J - i) \epsilon_2 dt,$$

qu'on peut écrire :

$$\int J (\epsilon_1 + \epsilon_2) dt + \int (\epsilon_1 - \epsilon_2) i dt.$$

Pendant la durée t_1 de l'annulation du courant, le travail de la self-induction est $\int_J^0 - \mathcal{L} i di = \frac{1}{2} \mathcal{L} J^2$, il est positif, et fournit la perte Joule

$\int_0^{t_1} Ri^2 dt$ et le relèvement de potentiel de la lame 2 par rapport à la

lame 1 (puisque la chute ϵ_2 est plus petite que ϵ_1) ; ce relèvement correspond à un travail absorbé, puisque le courant i circule de la lame 1 au potentiel le plus bas vers la lame 2 au potentiel le plus haut.

La puissance empruntée à la dynamo même pour être dépensée en chaleur sous le balai est donc, pendant ce temps, $\int_0^{t_1} J (\epsilon_1 + \epsilon_2) dt$, plus

petite que celle qui est transformée en chaleur sous le balai.

Pendant la seconde moitié de la commutation, établissement du courant — J, la self-induction demande une absorption d'énergie $\frac{1}{2} \mathcal{L} J^2$ et la résistance R une quantité $\int_{t_1}^{\tau} R i^2 dt$; l'équation (17) exprime alors que cette énergie est fournie par la d. d. p. $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$, qui travaille maintenant dans le sens du courant; le terme $\int_{t_1}^{\tau} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) i dt$ est négatif, et la dynamo même fournit au contact la quantité d'énergie $\int_{t_1}^{\tau} J (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) dt$, plus grande que celle qui y est dépensée en chaleur; la portion $\int_{t_1}^{\tau} J (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) dt - \int_{t_1}^{\tau} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) i dt$ est seule transformée en chaleur au contact, et la portion $\int_{t_1}^{\tau} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) i dt$ est utilisée à fournir la perte Joule dans la section $\int_{t_1}^{\tau} R i^2 dt$, et l'énergie destinée à être emmagasinée à nouveau dans la self-induction $\int_0^{-J} \mathcal{L} i di$ ou $\frac{1}{2} \mathcal{L} J^2$.

Une conséquence intéressante résulte d'ailleurs de $\bar{i} a^{(1)}$, sur laquelle Arnold n'a pas appelé l'attention, c'est que la commutation entraîne sur la dynamo une chute de tension, par tige de balais, instantanée, théoriquement égale à $\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}$ et pratiquement une chute de tension moyenne égale à $\frac{1}{T} \int_0^{\tau} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} dt$.

Avant de discuter la valeur pratique de cette théorie, indiquons une autre forme plus répandue de la condition fondamentale $\frac{\varepsilon T}{\mathcal{L}} > 1$.

Tension de réactance. — Hobart ⁽²⁾ a introduit le premier la notion de *tension de réactance*. Il désigne sous ce nom l'expression :

$$2\pi \cdot \frac{1}{2T} \mathcal{L} J,$$

qui représente la valeur de la f. é. m. maximum induite dans le circuit

⁽¹⁾ M. Latour a établi une formule analogue en 1903 : *Chute ohmique dans les balais de dynamos à courant continu*, par Marius Latour (*Eclairage électrique*, 22 août 1903, t. XXXVI p. 296).

⁽²⁾ *Electric Generators*, de Parshall et Hobart.

de la section, de self-induction $\mathcal{L}$, par le passage d'un courant alternatif d'amplitude J et d'alternance ou demi-période T .

Pichelmayer⁽¹⁾ fait remarquer qu'il vaut mieux introduire la f. é. m. de self-induction correspondant à la variation linéaire du courant, au lieu de la variation sinusoïdale adoptée par Hobart. Cette f. é. m. a pour valeur $\frac{2\mathcal{L}J}{T}$ et est d'ailleurs égale à $\frac{2}{\pi}$ fois la valeur adoptée par Hobart, c'est-à-dire à la valeur moyenne du quart de sinusoïde dont cette dernière est la valeur maximum.

Nous donnerons le nom de tension de réactance ε_r , à l'expression de Pichelmayer et poserons :

$$\varepsilon_r = \frac{2\mathcal{L}J}{T}. \quad (18)$$

Ceci posé, la condition d'Arnold peut s'écrire :

$$\rho > \frac{\mathcal{L}}{T},$$

ou en multipliant les deux membres par $2J$:

$$2\rho J > \frac{2\mathcal{L}J}{T},$$

soit :

$$\varepsilon_r < \varepsilon_b, \quad (19)$$

ce qui s'énonce ainsi :

La condition d'une bonne commutation est avant tout que la tension de réactance soit inférieure à la chute de tension au balai quand il ne touche qu'une lame.

Avec cette notation, la formule (12 bis) donnant la densité de courant finale devient :

$$j_T = j_m \frac{\varepsilon_b + e_T}{\varepsilon_b + \varepsilon_r}. \quad (20)$$

Si on suppose la résistance de la section R négligeable devant la résistance de contact, la condition de commutation à densité constante prend la forme simple :

$$e = -2 \frac{\mathcal{L}J}{T} = -\varepsilon_r.$$

Nous en tenant pour le moment au cas où le balai est au plus de la

(1) *Zur Theorie der Stromwendung*, par Karl Pichelmayer, ingénieur, de Vienne (*Electrotechnische Zeitschrift*, 21 novembre 1901, p. 967; analysé par nous dans *l'Eclairage électrique* du 11 janvier 1902, t. XXX, p. 63).

largeur d'une lame, examinons les conclusions pratiques que l'on peut tirer de cette théorie de la commutation, et la façon dont l'expérience a sanctionné ces conclusions.

Valeur pratique de la théorie : confirmation et contradictions expérimentales. — La théorie fut accueillie avec beaucoup de faveur par presque tous les électriciens : elle expliquait, en effet, d'une façon séduisante le rôle important des contacts, et elle eut pour conséquence immédiate la réalisation des dynamos à calage de balais fixes dans la ligne neutre théorique, par la réalisation simultanée d'un faible coefficient d'induction $\mathfrak{L}$, ou d'une faible tension de réactance et d'une forte chute ohmique aux balais ou forte résistance de contact, due aux balais de charbon.

On obtient aisément la réduction du coefficient $\mathfrak{L}$ en augmentant le nombre de lames au collecteur, ce qui diminue dans le même rapport le nombre de spires par section et, dans le rapport du carré, le coefficient d'induction.

D'autre part, la valeur de e_r dans la formule (20) pouvait être considérée, à la ligne neutre théorique, comme due au flux de l'induit : c'est une f. é. m. défavorable, c'est-à-dire de signe +, dont l'action, d'après la formule (20), est d'augmenter la densité de courant limite j_r : on limitait cette action nuisible en utilisant sur l'induit un nombre d'ampère-fils par centimètre de développement périphérique de valeur limitée : Fischer Hinnen conseillait 100 pour les anneaux et 150 pour les tambours, Kapp un peu plus, comme nous l'avons déjà vu (p. 14).

Par contre, cette théorie était en contradiction avec le mode ancien de réalisation d'une bonne commutation, par décalage de balais. Il était hors de doute, en effet, que les anciennes dynamos fonctionnaient avec des valeurs de $\frac{eT}{\mathfrak{L}}$ notablement inférieures à l'unité, car la résistance de contact des balais métalliques était très petite, et le coefficient $\mathfrak{L}$ très grand, à cause du petit nombre de sections adopté.

Cette contradiction a été signalée très rapidement par divers auteurs.

Il en est ainsi de Heinrich Isler ⁽¹⁾, qui, presque aussitôt après l'apparition des travaux fondamentaux analysés plus haut, après avoir repris l'exposé de l'équation différentielle, s'exprime ainsi :

« Si on calcule $\frac{eT}{\mathfrak{L}}$, on constate que cette expression est notablement

⁽¹⁾ *Beurtheilung der Gleichstrommaschinen in Bezug auf die Funkenbildung (Elektrotechnische Zeitschrift, 12 et 19 octobre 1899, p. 614 et 732)*, par Heinrich Isler, le Raincy (Seine-et-Oise).

plus petite que l'unité, dans des machines dont le fonctionnement est notoirement bon ; en particulier, cette valeur est souvent comprise entre 0,1 et 0,2 dans des machines à balais métalliques qui fonctionnent sans étincelles. Il est à remarquer d'ailleurs que la résistance des contacts, pour des étincelles à peine perceptibles à l'œil, s'élève aisément à 10 ou 20 fois la valeur normale, sans qu'il se produise de véritables crachements. »

Cette opinion est reprise souvent par les auteurs, même plus tard par Arnold lui-même et ses élèves, au cours de leurs recherches expérimentales sur la commutation dont nous parlerons plus tard.

H. Isler revient alors aux deux règles adoptées assez unanimement, et qui constituent pour lui le critérium d'une bonne commutation :

1° L'angle de décalage, calculé d'après des formules analogues à celles du premier article de Fischer Hinnen, doit être petit par rapport à l'arc interpolaire ; 2° la loi de variation de la f. é. m. de commutation, pendant le court-circuit, doit être voisine de celle qui correspond à la densité constante. Hobart ayant donné ⁽¹⁾ une formule approximative simple pour le calcul rapide du coefficient $\mathfrak{L}$, on a vite constaté qu'avec décalage des balais, on réalisait très bien la commutation pour $\frac{\rho T}{\mathfrak{L}} < 1$, ou $\varepsilon_r > \varepsilon_b$.

La chute ohmique ε_b sous les balais varie avec la nature du charbon, mais ne dépasse guère 1,5 volt, et Franklin Punga ⁽²⁾, reprenant les calculs de machines citées par Fischer Hinnen et par Wagner ⁽³⁾, et en particulier, un exemple donné par Parshall et Hobart, obtient pour la valeur de ε_r , y compris l'action mutuelle des bobines voisines commutées en même temps sous un balai plus large qu'une lame, des nombres plus élevés que 1,5 volt, notamment 2,52 V pour l'exemple de Parshall et Hobart.

« Ces chiffres, disions-nous dans notre analyse de cet article ⁽²⁾, semblent montrer que la formule d'Arnold et autres, $\frac{\rho T}{\mathfrak{L}} > 1$, n'a pas l'importance qu'on lui attache. »

Finalement Punga redonne la condition établie par Fischer Hinnen, savoir que la f. é. m. nécessaire à la commutation E_2 [formule (4), p. 17] soit deux à trois fois plus grande que la f. é. m. développée dans la

⁽¹⁾ *Electric Generators*, de Parshall et Hobart, et *Moderne Kommütirende Dynamomachinen*, von H. M. Hobart (*Electrotechnische Zeitschrift*, 17 octobre 1901, p. 868 ; analysé par nous dans *l'Eclairage électrique*, 8 février 1902, t. XXX, p. 213).

⁽²⁾ *Zur Theorie der Stromwendung*, von Franklin Punga (*Electrotechnische Zeitschrift*, 12 décembre 1901, p. 1035 ; analysé par nous : *Eclairage électrique*, 8 février 1902, t. XXX, p. 218).

⁽³⁾ *James Wagner*, analyse de l'ouvrage de Heinke, *Handbuch der Electrotechnik* (*Electrotechnische Zeitschrift*, 31 octobre 1901, p. 912).

section placée à la corne polaire : c'est le retour à l'ancienne théorie.

En 1900, Niethammer avait déjà fait des remarques analogues ⁽¹⁾.

Nous-même, ayant introduit dans notre enseignement à l'Institut Electrotechnique de Nancy, dès l'ouverture, en fin 1900, la théorie d'Arnold, nous faisons remarquer cette divergence entre ladite théorie et l'expérience, et dans notre cours, qui a été publié seulement en 1904, nous disions ⁽²⁾ :

« Ces conclusions (d'Arnold) ne sont pas vérifiées par l'expérience, au moins dans toute leur généralité ; elles ne rendent compte que des conditions nécessaires pour obtenir une bonne commutation sans décalage des balais ; il est exact que, dans les cas de balais calés dans la zone neutre, il faut absolument réaliser avant tout la condition $\frac{eT}{L} > 1$.

« ... Reste à étudier maintenant si pratiquement il est impossible d'obtenir une bonne commutation, quand $\frac{eT}{L}$ est < 1 .

« Au début de cette étude, nous avons vu qu'en donnant à e une certaine valeur linéaire, on réalisait la commutation à densité constante sans qu'il y ait lieu de faire la moindre hypothèse sur la valeur de $\frac{eT}{L}$.

« ... En dehors de cette solution, si on a $\frac{eT}{L} < 1$, quelle que soit la valeur de e , différente de celle-là, la tangente à la courbe i (fig. 10) est verticale et par suite la densité de courant infinie. Est-ce à dire que la commutation est pratiquement irréalisable dans ces conditions ?

« Nous ne le pensons pas. Il est vrai qu'au voisinage de la valeur de e , qui donne la solution à densité constante, la tangente à la courbe i est verticale ; mais à une distance très petite de la fin de la commutation, par exemple au temps $t = 0,99T$, la valeur de j est encore petite, et cela doit suffire physiquement à l'obtention d'une commutation admissible. »

Dans la figure 10, calculée pour $\frac{eT}{L} = 0,5$ (voir note 1, page 27), au temps $x = 0,99 = \frac{t}{T}$, on a le tableau suivant des valeurs respectives du rapport $\frac{j_{0,99T}}{j_m}$, pour des valeurs diverses du rapport $\frac{e}{E_r}$, de la f. é. m. de commutation supposée constante à la tension de la réactance, la valeur 1 de ce rapport correspondant à la commutation à densité constante ⁽³⁾.

(1) *Beiträge zur Berechnung und Beurteilung von Dynamomaschinen und Motoren*, von F. Niethammer (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 28 juin et 5 juillet 1900; *Eclairage électrique*, 20 octobre 1900, t. XXV, p. 116).

(2) *Electrotechnique appliquée*, par A. Mauduit (Dunod, 1904, Paris), p. 117 et suivantes.

(3) *Electrotechnique appliquée* (1904), p. 120.

$-\frac{e}{\varepsilon_r}$	0,00	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99	1	1,1	1,2
$\frac{j_{0,99\tau}}{j_m}$	14,8	7,9	6,5	5,15	3,76	2,33	1,69	1,133	1	-0,38	-1,76

Nous donnions alors cette conclusion :

« Pratiquement, on obtiendra une commutation suffisante en plaçant les balais de telle façon que e soit compris entre $-0,9\varepsilon_r$ et $-1,2\varepsilon_r$, malgré la tangente verticale et la valeur infinie analytiquement de la densité de courant à l'extrême limite de la commutation; seulement ici la position des balais doit être très précise, car la densité limite croît très vite quand on s'éloigne de la valeur précise $e = -\varepsilon_r$. »

L'explication que nous donnions ainsi en 1904 montrait que les conséquences physiques ne sont pas toujours d'accord avec les résultats mathématiques abstraits.

Programme des recherches de l'auteur. — Nous nous sommes proposé, dans ce travail, d'étudier expérimentalement les lois de la commutation, afin de voir les causes du défaut de concordance entre l'équation différentielle et l'expérience.

Remarquons d'abord que cette équation repose sur un certain nombre de lois hypothétiques, qu'il serait avant tout nécessaire de vérifier expérimentalement :

1° En première ligne, l'idée émise par Th. Reid que les étincelles sont occasionnées par l'exagération de la densité à la période précédant la coupure, et non à la coupure elle-même, comme on l'admettait avant lui ;

2° La loi véritable de variation de la chute de tension au contact avec la densité de courant : cette chute de tension est supposée proportionnelle à la densité de courant, ou, ce qui revient au même, la résistance spécifique de contact est considérée comme indépendante de la densité de courant ;

3° Le rôle exact des différents flux dans la commutation, et en particulier, la justification de la manière de procéder qui consiste à les réduire au flux de dispersion correspondant à $\mathcal{L}$ et au flux résultant donnant la f. é. m. e ;

4° L'action de la mutuelle induction des bobines commutées en même temps, tant sous le même balai que sous des balais de polarité contraire.

Ces différentes questions ont fait l'objet d'un grand nombre de recherches, théoriques et expérimentales; les études théoriques relatives aux paragraphes 3 et 4 ont été le plus abondantes, et nous ne pouvons avoir la prétention, dans le cadre de cet ouvrage, de résumer ici toutes les communications faites à ce sujet.

Notre but, dans ce travail, étant spécialement d'étudier expérimentalement les lois de production de l'étincelle et de variation de la chute de tension au contact, nous insisterons surtout sur les recherches exécutées avant nous dans ce sens ; toutefois, nous analyserons aussi, quoique plus sommairement, les recherches théoriques d'ordre plus général, ayant exécuté également une série de relevés expérimentaux destinés à mettre en évidence le rôle véritable du champ de l'induit et à éclaircir ainsi un des points les plus controversés de la théorie de la commutation.

CHAPITRE II

BIBLIOGRAPHIE CRITIQUE DE LA COMMUTATION (suite) : RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA RÉSISTANCE DE CONTACT ET TRAVAUX THÉORIQUES D'ORDRE GÉNÉRAL, A PARTIR DE L'ÉQUATION D'ARNOLD.

1° RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA RÉSISTANCE DE CONTACT

L'équation fondamentale s'appuyant sur la constance de la résistance spécifique de contact, et l'obtention d'une forte résistance de contact devant permettre, dans beaucoup de cas, la commutation à la ligne neutre, un certain nombre d'auteurs ont cherché à mesurer cette résistance pour les différents genres de balais et dans les conditions les plus diverses.

Les premières recherches datent de 1895 et sont dues à Cox et Buck, de New-York ⁽¹⁾. Ces auteurs ont étudié la résistance de contact de balais de cuivre et de charbon, sur poulie de fonte et commutateur de cuivre, sec et huilé, pour différentes pressions et vitesses : la résistance était déduite de la méthode de l'ampèremètre et du millivoltmètre, et les pressions étaient relevées avec une balance à ressort sensible.

Les courbes données ne peuvent être d'une grande utilité, parce que les expérimentateurs n'ont pas indiqué les valeurs de la densité de courant avec laquelle ils ont opéré, variable la plus importante à connaître.

Deux de leurs conclusions sont cependant intéressantes : 1° la résistance de contact n'est pas inversement proportionnelle à la pression ; au delà d'une certaine limite, une grande augmentation de pression ne détermine qu'une faible diminution de résistance ; 2° la résistance de contact du charbon est beaucoup plus élevée que celle du cuivre.

⁽¹⁾ *Relations entre la pression, la résistance électrique et le frottement dans le contact des balais de dynamos*, par Cox et Buck (analysé par E. Boistel, *Eclairage électrique*, 30 novembre 1895, t. V, p. 419).

Viennent ensuite les recherches du professeur Arnold, à Karlsruhe ⁽¹⁾, en 1899.

L'auteur donne les courbes relevées, avec balais de charbon et balais de cuivre sur le collecteur d'une dynamo, de 110 V, 100 A et 855 t/m, collecteur comprenant 48 lames sous un diamètre de 156 mm ; la résistance de contact était déduite de mesures de tension et d'intensité, sur deux balais isolés l'un de l'autre, placés sur la même génératrice du cylindre.

Il en déduit les conséquences générales suivantes :

La résistance de contact des balais de charbon décroît rapidement, surtout aux grandes vitesses périphériques, dès que la densité de courant augmente ; cette diminution dépend du nombre de tours et s'explique par le contact plus intime produit par les particules de charbon qui se détachent d'autant plus facilement que la température est plus élevée, ce que vérifient d'ailleurs le noircissement des collecteurs pour les grosses densités de courant et l'accroissement de résistance sur les collecteurs polis avec soin.

A densité de courant constante, la résistance croît d'abord avec le nombre de tours, passe par un maximum et décroît ensuite ; la résistance augmente quand on huile le collecteur.

La variation de résistance avec la densité de courant est moindre pour le cuivre, quoique de même sens.

Pour des densités de 8 à 5 A/cm², des vitesses périphériques de 6 à 12 m/sec, les résistances de contact sont comprises entre 0,15 et 0,25 ohm/cm² pour le charbon et 0,005 et 0,015 Ω /cm², pour le cuivre.

En 1900, nous trouvons deux études sur le même sujet, l'une américaine, l'autre allemande. MM. Tibbats, Lowenberg et Burns, à l'Université de Colombie (Amérique) ⁽²⁾, ont fait trois séries d'essais sur la résistance et le frottement des balais de cuivre (en feuille et en toile), et des balais de charbon et de graphite. Sur des collecteurs, ils ont été conduits à des lois assez complexes et quelquefois différentes d'un essai à l'autre ; toutefois une loi prédomine : *la résistance de contact varie sensiblement en raison inverse de la densité de courant* et par suite, la chute de tension ne reste pas absolument constante, mais croît très légèrement quand la densité de courant augmente. La résistance de contact varie peu avec la pression, sauf aux faibles densités de courant.

(1) *Der Kontakt Widerstand von Kohlen und Kupfer Bürsten und die Temperaturerhöhung eines Collectors*, von prof. E. Arnold, Karlsruhe (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 5 janvier 1899, p. 5 ; analysé par A. Mauduit dans *l'Eclairage électrique*, 13 mai 1899, t. XIX, p. 224).

(2) *Sur la résistance des balais de dynamos*, par Tibbats, Lowenberg et Burns (*The Electrical Review*, Londres, t. XLVI, p. 332, 23 février 1900, et *Eclairage électrique*, 10 mars 1900, t. XXII, p. 384).

Ces résultats sont bien voisins de ceux d'Arnold.

L'ingénieur en chef *Dettmar*, de Hanovre ⁽¹⁾, a entrepris une série de mesures sur des bagues en bronze, avec deux balais, un pour l'amenée, l'autre pour le retour du courant, les mesures de tension étant faites entre ces deux balais. Il a trouvé pour des balais en gaze de cuivre et en feuille de cuivre, d'une part, et pour des balais de charbon un charbon tendre, marque X du Carbone, et un charbon plus dur des résistances de contact décroissant très vite quand la densité de courant augmente, et il ne s'écarte des conclusions d'Arnold que sur l'action de la vitesse : pour tous les balais, sauf pour le charbon dur, il trouve une résistance plus faible au repos, et constante ensuite à partir d'une certaine vitesse ; pour le charbon dur, la résistance est exceptionnellement plus grande au repos. G. Dettmar fait remarquer que la résistance doit être seulement un peu plus grande pour des collecteurs bien ronds, à cause de l'isolant, et que les grandes résistances quelquefois trouvées et les lois bizarres d'action de la vitesse doivent tenir à un *faux rond* plus ou moins important du collecteur.

Il s'occupe d'ailleurs surtout de la question des dimensions, de la pression et de la densité de courant les plus favorables à adopter pour réduire les pertes, et pas plus que Tibbat et Arnold, il ne trace la loi de variation de la d. d. p. au contact avec la densité de courant, sous pression et vitesse constantes, loi qui présente l'importance maximum pour la commutation, d'après la théorie exposée plus haut ; cette loi ne s'écarte d'ailleurs guère de la constance de cette d. d. p., quelle que soit la densité de courant ; elle est de 0,76 V pour 1 A/cm², 0,85 V pour 3 A/cm² et 0,90 V pour 9 A/cm², dans le cas du balai X.

Dans le même esprit, mais avec le procédé de mesures du professeur Arnold (voir p. 32), sur collecteur, ont été exécutées, en 1903, les recherches de P. Bourguignon, au Laboratoire Central d'Électricité de Paris ⁽²⁾. Ces recherches ont porté sur six échantillons de charbons, à deux vitesses périphériques 8 et 3,30 m/sec, et sous deux pressions 640 et 320 g/cm² ; ces pressions sont très élevées ; mais l'auteur fait remarquer que, quoi qu'on en dise dans les ouvrages techniques, elles sont couramment utilisées dans beaucoup de dynamos.

Les résultats sont consignés tant dans des courbes que dans des tableaux, mais, pas plus que les précédents, l'auteur ne se préoccupe de la loi qui en résulte au point de vue de la d. d. p. au contact en fonction

⁽¹⁾ *Die Günstigste Dimensionierung der Stromabnehmer bei Schleifringen und Kollektoren*, von G. Dettmar, Oberingenieur, Hannover (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 31 mai 1900, p. 429).

⁽²⁾ *Essais sur la résistance au contact des balais en charbon*, par P. Bourguignon (communication à la Société internationale des Electriciens, à Paris, le 7 janvier 1903, p. 26 et 43).

de la densité de courant, loi qui joue pourtant le principal rôle dans la commutation, d'après l'équation d'Arnold.

Si on effectue le produit $\varepsilon = \rho_c j$, de la densité de courant par la résistance spécifique, on constate que, pour les six échantillons étudiés, la variation de la chute de tension au contact présente une allure analogue; cette chute de tension augmente pourtant avec la densité de courant, mais très lentement, beaucoup moins vite que la densité de courant; pourtant elle ne reste pas constante, comme semblaient le dire les premiers expérimentateurs.

Citons, par exemple, les chiffres suivants, relatifs à *la chute de tension totale sous les deux balais en série*:

ÉCHANTILLON B pression 320 g/cm ² vitesse 3,30 m/sec		ÉCHANTILLON C (très fin, probablement graphitique) pression 320 g/cm ² vitesse 8 m/sec		ÉCHANTILLON D (dur) pression 320 g/cm ² vitesse 3,30 m/sec	
densité en A/cm ²	d d. p. en volts	A/cm ²	V	A/cm ²	V
0,83	0,32	3,2	1,80	3,5	1,42
4,15	1,10	8,6	2,11	9,3	2,29
6,4	1,47	13,8	2,32	14	2,85
13,1	2,32	24	2,4	17	3,20
16,1	2,77	27	2,62	26,1	3,80

Remarquons, en passant, que la connaissance exacte des lois de variation de la d. d. p. au contact en fonction de la densité de courant, en régime de commutation, est d'une importance prédominante: en effet, le terme qui agit dans l'équation fondamentale est la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ des chutes de tension sous les deux lames; si la d. d. p. restait sensiblement constante quelle que soit la densité de courant, ce terme serait nul et l'équation d'Arnold se réduirait à l'équation primitive de Fischer Hinnen (voir p. 17), *les contacts n'y jouant plus aucun rôle*.

Les recherches de P. Bourguignon montrent qu'il n'en est pas ainsi; mais le fait que la d. d. p. au contact, loin de croître proportionnellement à la densité de courant, n'augmente que lentement, est éminemment défavorable, et limite la valeur de $\mathcal{L}$ admissible pour une bonne commutation à la ligne neutre: dans l'échantillon C par exemple, entre les densités $j_2 = 8,6$ et $j_1 = 27$, la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ n'est égale qu'à 0,5 volt, au lieu de:

$$2,11 \frac{27 - 8,6}{8,6} = 4,5 \text{ V!}$$

On peut donc dire que, si la résistance de contact suit la même loi pendant le phénomène de la commutation que dans le régime constant

auquel sont faites les mesures, l'action de $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ est très faible, et la commutation n'est possible, à la ligne neutre, que pour des coefficients $\mathcal{L}$ très petits.

En particulier, si la loi de la d. d. p. au contact peut être mise sous la forme :

$$\varepsilon = a + b_0 j,$$

a et b_0 étant deux constantes, comme Arnold l'a suggéré lui-même à la suite de ses premières recherches, il est évident que le terme $b_0 j$ intervient seul dans la commutation (au moins, lorsque le courant n'est pas renversé par surcommutation), le terme a s'éliminant dans la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$; et comme le terme b_0 est plus petit que le terme ρ_0 qui correspondrait à la loi $\varepsilon = \rho_0 j$, la condition fondamentale :

$$\frac{\varepsilon T}{\mathcal{L}} > 1,$$

devient :

$$\frac{bT}{\mathcal{L}} > 1,$$

où b est égal au quotient $\frac{b_0}{\sigma}$, σ étant la surface d'une ligne de balais, condition beaucoup plus dure à réaliser au point de vue de la valeur maximum de $\mathcal{L}$ compatible avec une bonne commutation.

Or, ce qui revient au même, suivant la notation introduite par Hobart et Pichelmayer, la tension de réactance ε_2 est limitée à la valeur $b_0 j_m$, beaucoup plus petite que la chute moyenne sous le balai $a + b_0 j_m$.

La caractéristique importante d'un balai sera donc non pas sa résistance de contact sous la densité normale, mais la partie fixe b_0 de cette résistance de contact, qui est de la forme effective :

$$\frac{a}{j} + b_0.$$

C'est à ce moment que se placent les recherches effectuées à l'Institut électrotechnique de Karlsruhe, par Max Kahn (1).

Recherches de M. Kahn. — M. Kahn a successivement étudié la résistance de contact en régime permanent, puis en régime rapidement variable (courant alternatif), en opérant entre charbon et bague en cuivre.

1° Régime permanent. — La résistance de contact varie très rapidement

(1) *La résistance de contact des balais de charbon* (thèse de doctorat de Max Kahn, de Mannheim), éditée à Stuttgart, en 1902.

en sens inverse de la densité de courant; elle dépend aussi de la vitesse périphérique de la bague et de la pression, mais dans des limites beaucoup moins étendues, et dans ce qui va suivre nous ne nous occuperons que de la variation relative à la densité de courant, en supposant les vitesses et pressions usuelles.

M. Kahn a donné des tableaux et des courbes; dans les courbes, il représente la résistance de contact en fonction de la densité de courant. Comme la variable intéressante et directement accessible dans la commutation est la d. d. p. entre lame et balai, nous préférons étudier directement cette valeur ϵ , et nous donnons dans la figure 11 quelques courbes

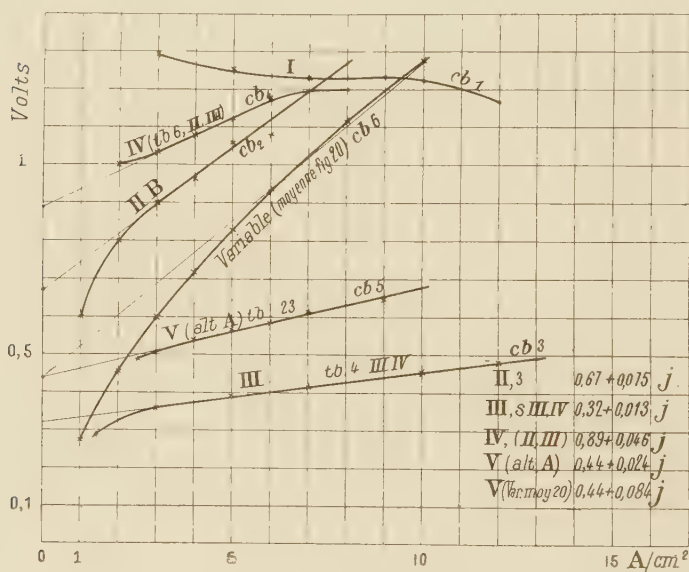


FIG. 11. — Tensions de contact de divers charbons en fonction de la densité de courant.

de M. Kahn ainsi transformées, obtenues en prenant en ordonnée la d. d. p. $\epsilon = \rho_0 j$.

Courbe 1. — Charbon I, de densité moyenne et de fabricant inconnu, pression 136 g/cm², vitesse 7,14 m/sec.

Courbe 2. — Charbon II, dur, de la Maison Albert Lessing, à Nuremberg; 168 g/cm², 6,65 m/sec.

Courbe 3. — Charbon III, électrographitique tendre, marque X du Carbone, 151 g/cm², 9 m/sec.

Courbe 4. — Charbon IV, très dur, Gr. R. de Siemens, 117 g/cm², 9 m/sec.

Courbe 5. — Charbon V, très tendre, marque S de Siemens.

Ces courbes montrent que, sauf pour le charbon I, qui conserve une d. d. p. de contact presque constante, variant même en sens inverse du courant, la d. d. p. augmente avec la densité de courant, mais beaucoup moins vite que cette dernière, suivant une loi qui au-dessus de 3 A/cm^2 peut se mettre sous la forme linéaire dont il a été parlé plus haut :

$$\varepsilon = a + b_0 j,$$

le terme constant a étant assez important par rapport à $b_0 j$ pour les densités usuelles.

La figure 12 reproduit, d'après des essais faits par la Société du Carbone, les caractéristiques de quelques types de balais de sa fabrica-

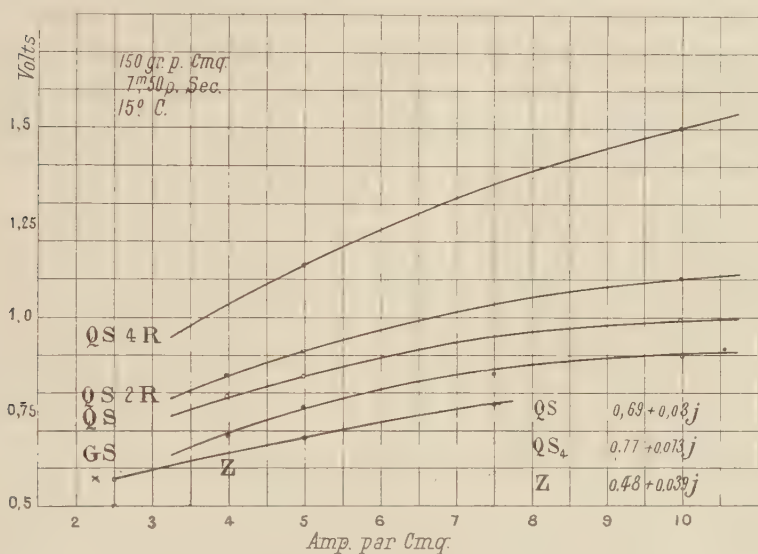


FIG. 12. — Tensions de contact (essais du « Carbone »).

tion, soit Z et GS demi-durs, QS dur et QS2R et QS4R très durs, données pour comparaison avec les résultats de M. Kahn.

Tout en effectuant ces essais, M. Kahn a remarqué que, lorsqu'on passe d'une mesure à une autre, en faisant varier le courant, par exemple en l'augmentant, la d. d. p. mesurée au contact prend d'abord une valeur notablement supérieure à la valeur définitive qu'elle atteindra au bout d'un certain temps, variable avec les différents cas, souvent quinze à vingt minutes; de même pour les courants décroissants, la d. d. p. prend d'abord une valeur trop petite qui augmente ensuite progressivement.

M. Kahn en a conclu que la résistance de contact ne devait pas être la même pour une densité de courant donnée, dans le cas du régime per-

manent et dans le cas d'une densité rapidement variable (comme dans la commutation) et pour étudier le cas des densités rapidement variables, il a fait des essais en courant alternatif, sur les balais du type V, marque S de Siemens, balais tendres.

Disons en passant que, pour les quatre autres types de charbons, M. Kahn n'avait constaté aucune différence notable entre les valeurs de la résistance de contact pour les deux sens possibles de passage du courant, savoir :

Balai + d'une génératrice, courant du cuivre au charbon

et

Balai — d'une génératrice, courant du charbon au cuivre ;

le type V seul avait donné une différence, la résistance de contact étant plus grande pour le charbon cathode que pour le charbon anode, avec des bagues tournant à une vitesse quelconque ; toutefois, par une étrange anomalie, pour la bague au repos, la résistance de contact était différente en sens inverse, plus grande pour le charbon anode que pour le charbon cathode.

Dans ses essais effectués en courant alternatif sur le charbon V (S. de Siemens), M. Kahn a obtenu les résultats suivants (fréquence d'essais, 40, 118 et 186 périodes par seconde) :

Les courbes de courant et de d. d. p. se coupent sur l'axe des temps, autrement dit sont en *phase*.

La résistance de contact dépend du sens de courant et est par suite différente pour les deux branches, montante et descendante.

Le mode de variation de la résistance instantanée avec la densité instantanée ne dépend pas de la valeur efficace du courant et de la densité, mais la grandeur absolue varie avec cette densité efficace (la densité

efficace comme on le sait, est définie par $\sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T j^2 dt}$).

La résistance de contact en courant alternatif peut se définir : le quotient de la d. d. p. efficace par la densité efficace (puisque les deux courbes sont en phase) ; cette résistance en courant alternatif est sensiblement la moyenne des deux valeurs de la résistance en courant continu pour les deux directions de courant.

La figure 11 donne (courbe 5) la d. d. p. en courant alternatif en fonction des densités efficaces, et (courbe 6) la d. d. p. instantanée en fonction des densités rapidement variables, une moyenne étant prise entre les valeurs relatives aux deux branches, montante et descendante.

Que conclure de ces résultats au point de vue de la commutation ?

D'abord, comme M. Kahn et d'autres l'ont fait remarquer, et comme nous l'avons dit plus haut, si on met la d. d. p. de contact sous la forme approchée :

$$e = a + b_0 j,$$

pour les densités usuelles, seul le terme b_0 agit dans la commutation.

Si, laissant de côté les essais en courant alternatif, on admet, en première hypothèse, que la loi de variation de cette d. d. p. reste la même en régime permanent et en régime rapidement variable, on constate, en se reportant aux courbes données par les figures 11 et 12 (essais Kahn et essais du Carbone), que le terme b_0 est généralement petit et correspond à une tension de réactance admissible beaucoup plus petite que celle qu'on réalise généralement.

On trouve en effet le tableau suivant, en laissant de côté le charbon I de M. Kahn, qui a une d. d. p. variant en sens inverse de la densité de courant :

NATURE DU BLOC	b_0 en ohms/cm ²	DENSITÉS normales admissibles	CHUTE ohmique utile : max. de e_r
		A/cm ²	volts
II (C dur Lessing).....	0,075	5	0,37
III (X du Carbone).....	0,013	10	0,13
IV (Siemens, très dur).....	0,046	5	0,23
V (Siemens S, tendre).....	0,024	10	0,24
Z mi-dur (Le Carbone).....	0,039	8	0,31
QS dur —	0,03	6	0,18
QS ₁ très dur —	0,073	3	0,22

Les valeurs ainsi trouvées sont très faibles, spécialement pour les charbons durs, pour lesquels on est conduit à peine au tiers ou au quart des valeurs admises généralement comme tension de réactance à conseiller.

Or l'expérience montre cependant que la commutation des dynamos à forte tension de réactance est améliorée par l'emploi de ces charbons durs : il y a donc contradiction entre la théorie et la pratique.

On peut diminuer cet antagonisme en admettant, avec MM. Kahn, Arnold et autres, que pour les régimes à densité rapidement variable la résistance propre de contact b_0 est plus grande : la moyenne relevée entre 6 et 10 A/cm² pour les charbons V est (courbe 6, fig. 11) 0,084 au lieu de 0,024 Ω /cm², ce qui, pour une densité admise de 10 A/cm², donne une valeur $b_0 j$ égale à 0,84 V, valeur très suffisante pour assurer la commutation, d'après la théorie moderne, dans les dynamos normales.

Malheureusement il y a deux objections importantes à faire à cette façon de calculer : D'une part, il n'est pas certain que les valeurs relevées

en courants alternatifs s'appliquent au cas de la commutation, où la variation est rapide, mais sans changement de sens du courant en général. Et, d'autre part, M. Kahn n'a fait d'essais que sur un seul type de balai, *tendre*, et non sur les balais durs dans lesquels la valeur de b_0 (résistance propre) reste très petite en régime permanent, alors qu'on compte, dans la même théorie, sur une valeur élevée de cette résistance.

Quoi qu'il en soit, le professeur Arnold s'est appuyé sur ces résultats pour établir une théorie plus complète que la première de la commutation, théorie qu'il a exposée dans son ouvrage sur la dynamo à courant continu ⁽¹⁾, tout en continuant, avec ses élèves, à exécuter des recherches complémentaires sur cette question, dont nous allons analyser les plus importantes.

Autres recherches sur la résistance de contact. — S. Salto ⁽²⁾ a étudié à l'Institut de Karlsruhe, sur bague lisse en bronze, avec deux frotteurs, calés ou non dans la même section droite, différents types de balais en charbon et de balais mixtes. Il a présenté, indépendamment des caractéristiques donnant la chute de tension pour les deux polarités en fonction de la densité de courant, un certain nombre de remarques intéressantes :

Il faut soigner les porte-balais employés avec des collecteurs ou bagues munis de roulement à billes, ces roulements développant très aisément des vibrations de très grande fréquence.

Les chutes de tension au contact sont différentes pour les deux polarités et ne sont pas les mêmes dans les deux cas où les deux frotteurs sont ou non dans le même sillage.

La température et l'humidité de l'air environnant exercent une grande influence sur les mesures : des phénomènes électrolytiques doivent intervenir dans la couche de contact, du fait de l'humidité.

Le professeur E. Arnold ⁽³⁾, en opérant avec le même dispositif expérimental, a obtenu les résultats suivants :

Pour des balais homogènes en charbon, la chute de tension est plus grande pour le balai positif (cathode) que pour le balai négatif (anode) (ce qui expliquerait, d'après lui, le fait assez souvent signalé que les balais négatifs commencent à cracher les premiers dans le cas d'une élévation

⁽¹⁾ *Die Gleichstromdynamo*, par E. Arnold, t. 1^{er} ; traduction française : *la Machine dynamo à courant continu*, de E. Arnold, par Boistel et Brunswick (Béranger, à Paris, 1904).

⁽²⁾ *Sur la résistance de passage de balais en charbon et de balais formés d'un mélange de charbon et de métal*, par S. Salto (*Annalen der Elektrotechnik*, juin 1906, et *Eclairage électrique*, 14 juillet 1906, t. XLVIII, p. 68).

⁽³⁾ *Sur la résistance de passage des balais de dynamos*, par E. Arnold (*Elektrotechnik und Maschinenbau*, 29 juillet 1906 ; *Eclairage électrique*, 8 septembre 1906, t. XLVIII, p. 382).

progressive de la charge ; pour des balais mixtes, l'action de la polarité varie avec les types divers.

Quand les balais ne frottent pas dans le même sillage, le collecteur se colore en brun foncé sous le balai positif et en clair sous le balai négatif, ce qui s'expliquerait par l'électrolyse de la couche d'humidité, provoquant une oxydation du collecteur sous les balais cathodes et une réduction sous les balais anodes.

La température joue un rôle prépondérant dans la valeur de la chute de tension au contact ou tension de passage, et cette tension diminue quand la température s'élève.

La loi de variation de la tension de passage en fonction de la densité de courant est des plus irrégulières d'un essai à l'autre ; elle a déjà été indiquée par les précédents expérimentateurs.

La densité de courant peut être considérable dans un balai, sans qu'il se produise d'étincelles : un balai X du Carbone a pu supporter 465 A/cm^2 (rouge sombre) et 500 A/cm^2 (rouge blanc) avec une surface de contact restée sombre, et cela sans trace d'étincelles (1).

Les essais en courants alternatifs, sur un balai Z du Carbone, ont confirmé, entre 40 et 186 périodes par seconde, les résultats indiqués précédemment par Max Kahn : les courbes $\varepsilon = f(j)$ montent beaucoup plus rapidement dans le cas d'alimentation en courant alternatif que pour le courant continu ; elles peuvent se mettre sous la forme :

$$\varepsilon = a + b_0 j,$$

b_0 dépendant de la densité efficace j_{eff} . Généralement, on peut poser $a = 0$, et b_0 est alors la résistance spécifique correspondant à la valeur de la densité continue égale à la densité efficace dans le fonctionnement considéré.

Cette dernière propriété est de toute importance, car elle est éminemment favorable à la commutation ; en admettant qu'elle soit applicable au régime de commutation (ce qui n'est d'ailleurs toujours pas démontré), elle réintroduit dans l'équation le terme ρ_0 beaucoup plus grand que le terme b_0 du régime permanent continu.

Il serait donc très utile de vérifier si ladite loi est applicable.

Enfin dans un travail plus récent (2), E. Arnold et E. Piffner ont complété ces recherches par une étude expérimentale de la dépendance entre

(1) Nous avons nous-même reproduit, sous une autre forme et sans connaître à ce moment l'expérience d'Arnold, un essai analogue, dès le début des essais que nous décrirons plus loin : il nous a dès lors paru qu'il fallait abandonner l'hypothèse fondamentale de Th. Reid et nous avons été ainsi conduit à chercher l'explication dans une autre voie.

(2) Die Uebergangsspannung von Kohlebürsten in Abhängigkeit von der Temperatur, von Arnold und Piffner (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 1907, n° 12).

la température et la tension de passage; ils se servaient d'un cylindre de bronze chauffé à l'aide de résistances intérieures.

Les essais, effectués sur des marques de balais bien connues, X et Z du *Carbone*, *Morganite 2* et *Bronskol*, ont montré que la tension de passage décroît très vite, pour une même densité de courant, quand la température s'élève, surtout pour les balais négatifs (anodes); la variation est beaucoup moindre pour les balais positifs, de telle sorte que la tension de passage plus grande aux faibles températures, pour les balais négatifs, descend assez vite au-dessous de celle des balais positifs quand la température s'élève.

L'auteur donne, à température fixe, les lois suivantes pour les balais *Morganite 2* et *Siemens S*, représentant $\varepsilon = f(j)$ (pour courant continu et en régime) :

Morganite 2.	40°	{	Cathode +	$\varepsilon = 0,35 + 0,04j$	Siemens S	40°	{	0,84 + 0,02j
			Anode —	$\varepsilon = 1,18 + 0,04j$				0,70 + 0,02j
Morganite 2.	60°	{	Cathode +	$\varepsilon = 0,2 + 0,04j$	60°	{	0,4 + 0,04j	
			Anode —	$\varepsilon = 0,6 + 0,05j$			0,35 + 0,02j	

D'une façon générale, l'échauffement abaissant beaucoup la résistance de contact, il est extrêmement important pour la commutation de maintenir les collecteurs à température aussi basse que possible.

Vers le même moment, E. Siedeck a émis l'opinion ⁽¹⁾ que les lois de variation de la tension de passage s'expliquaient aisément, en supposant que le contact se fasse par de petits arcs dont le nombre augmente avec la densité de courant. Il a fait aussi des essais sur bague et sur collecteur à lames en court-circuit, avec des balais en charbon dur, et a trouvé que la tension de passage était plus grande pour le balai — que pour le balai + et qu'elle suivait une loi analogue à la tension aux bornes d'un arc de 1,5 mm de longueur constante établi entre un crayon de charbon de 10 mm de diamètre et une tige ronde de cuivre de 6,5 mm de diamètre, la polarité agissant ici dans le même sens, sens qui coïncide avec celui indiqué par Arnold aux températures élevées.

Si nous essayons maintenant de tirer de cet ensemble de travaux des conclusions pratiques ⁽²⁾, nous constatons que la question des lois de la tension de passage est assez bien résolue pour le fonctionnement d'une

(1) *Sur le fonctionnement des balais en charbon*, par Egon Siedeck (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 15 novembre 1906, p. 1057-1060, et *Revue Electrique*, 15 février 1907, t. VII, p. 70).

(2) Signalons encore un travail de Schœnau, *Variation de la résistance électrique de contact entre les balais de charbon et les bagues en fer* (*Electrical World and Engineer*, 15 juillet 1905).

Travaux du Laboratoire central d'électricité: Essais ayant pour but l'identification des balais de charbon pour dynamos (*Bulletin de la Société internationale des Electriciens* 1907, p. 433).

bague, mais que nous sommes encore réduits à des hypothèses sur la véritable loi qui intervient dans la commutation.

Pour élucider cet intéressant problème, il faut étudier *expérimentalement* le phénomène même de la commutation : un certain nombre de travaux ont été effectués dans ce sens, mais leur compréhension exige que l'étude théorique du phénomène, dans sa généralité, soit présentée auparavant.

2° TRAVAUX THÉORIQUES D'ORDRE GÉNÉRAL SUR LA COMMUTATION

Ces travaux sont en nombre considérable, chaque électricien ayant dit son mot à ce sujet. Il serait impossible de les analyser tous, et leur exposé ne présenterait pas une grande utilité. Nous signalerons seulement ceux qui ont conduit à des idées nouvelles ou ont donné des résultats susceptibles d'être utiles dans la pratique. Nous ne suivrons pas non plus toujours l'ordre chronologique, cherchant à grouper autant que possible les études se rapportant plus particulièrement à un même point de vue.

Les points ayant donné le plus lieu à controverses sont, d'une part, la façon dont il faut entendre le coefficient de self-induction $\mathcal{L}$ de la section et l'action du champ propre de l'induit, et d'autre part le rôle de l'induction mutuelle des diverses bobines commutées simultanément ; de plus quelques auteurs se sont également préoccupés d'expliquer comment on pouvait obtenir une commutation parfaite, avec des valeurs de $\mathcal{L}$ notablement supérieures à ρT . Nous ne nous occuperons que des *enroulements parallèles*.

Valeur à donner au coefficient $\mathcal{L}$ (premières discussions). —

Nous avons vu déjà les remarques faites dans les premières années après l'apparition de l'équation fondamentale, par divers auteurs, sur cette contradiction ; examinons maintenant les opinions émises sur la façon dont il faut entendre le rôle des divers flux en jeu dans la commutation.

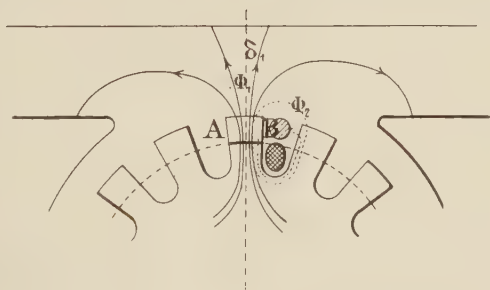


FIG. 13. — Flux de fuites d'une bobine.

Fischer Hinnen (*loc. cit.*) englobe dans le coefficient $\mathcal{L}$ de l'équation le flux de fuite proprement dit Φ_2 (fig. 13), se fermant à travers l'encoche

et de dent à dent, flux produit par les ampère-tours de la bobine même, et le flux général d'induit Φ_1 , passant d'une dent à la ligne neutre à la dent de l'autre ligne neutre, soit par la culasse, soit par les pièces polaires, flux qui est produit par tous les ampère-tours de l'induit.

Bien qu'il ne donne guère d'explications à ce sujet, nous montrerons plus tard que c'est, à notre avis, la façon correcte de procéder, comme nos essais l'ont confirmé.

Arnold ne comprend dans le coefficient $\mathcal{L}$ que le flux de fuite proprement dit Φ_2 , et ne se préoccupe pas du champ principal de l'induit.

P. Girault envisage ce champ et fait intervenir la variation de réluctance des lignes de force quand on va de la ligne neutre aux bords polaires et la variation de force magnétomotrice concomitante, mais il aboutit à des conclusions complexes et fort peu rigoureuses sur l'action définitive ainsi obtenue.

H. Isler (*loc. cit.*, voir p. 32), fait intervenir l'action mutuelle des bobines en court-circuit et du reste du bobinage induit, qu'il assimile à l'action mutuelle de deux bobinages de transformateurs en court-circuit et il conclut que, de ce fait, le coefficient d'induction $\mathcal{L}$ des bobines en court-circuit doit être réduit de moitié.

C'est là, nous semble-t-il, une conception erronée : d'une part, le bobinage principal d'une dynamo n'est pas pratiquement en court-circuit, et d'autre part, quand bien même il le serait, il ne peut pas y avoir d'induction mutuelle appréciable entre deux bobinages dont les axes sont en quadrature dans l'espace quand les balais sont calés dans la ligne neutre : cette induction mutuelle existe, par contre, quand les balais sont décalés en dehors de cette position ⁽¹⁾.

Quant à ce qui concerne la commutation multiple, avec plusieurs sections commutées simultanément, Fischer Hinnen n'en parle pas, Arnold indique seulement que le temps de la commutation est augmenté, et P. Girault fait remarquer que les f. é. m. induites dans une bobine par les autres qui sont commutées simultanément sont défavorables, quoique inférieures à la f. é. m. de self-induction, mais que cette action nuisible ne compense pas le gain résultant de l'augmentation de la durée du court-circuit, et que, par suite, il reste un avantage marqué, au moins quand la variation du courant reste linéaire, à allonger le balai dans le sens périphérique, conclusion d'ailleurs conforme à l'expérience. En 1901, Hobart, Pichelmayer et Punga, dans les travaux cités au chapitre 1^{er}, pages 31 et 33, complètent l'étude de la commutation multiple, suivant une forme qui a été très employée depuis, en proposant de rem-

(1) Nous reviendrons plus loin sur cette question, lorsque nous exposerons notre manière de voir, et nous donnerons des preuves expérimentales de l'exactitude de cette remarque.

placer le coefficient d'induction $\mathcal{L}$ par une valeur plus grande, où il est tenu compte de l'action défavorable due à l'induction mutuelle des autres bobines.

En 1901, intervient entre A. Rothert et Fischer Hinnen une discussion au sujet de l'importance de la saturation des dents et des avantages et inconvénients de l'emploi de plusieurs sections dans la même encoche.

Rothert ⁽¹⁾ indique comme fait des plus connus que, pour obtenir une bonne marche du collecteur, il faut saturer autant que possible les dents en y admettant une induction de 23 000 à 25 000, et il recommande un mode d'enroulement à plusieurs bobines par encoche.

Fischer Hinnen ⁽²⁾ répond que la saturation des dents n'entre pas dans la théorie de la commutation, qu'elle présente des inconvénients au point de vue des pertes et que l'emploi de plusieurs bobines dans une même encoche, universellement connu, a le défaut de placer les diverses bobines dans une situation différente au point de vue de la commutation : aussi n'y a-t-on recours que quand il est impossible de faire autrement.

Travaux généraux de 1902. — L'année 1902 a vu paraître un nombre considérable de travaux sur la commutation : presque tous les auteurs admettent une loi analogue à $\frac{eT}{\mathcal{L}} > 1$ pour la commutation sans décalage et redonnent, sous une forme plus ou moins neuve, le premier travail de Fischer Hinnen, pour la commutation avec décalage : toutefois, un certain nombre d'idées et de formules intéressantes y sont développées.

Donnons d'abord la parole à un auteur français, *Boy de La Tour* ⁽³⁾, au début de 1902. Boy de La Tour établit une équation de la commutation à la ligne neutre théorique successivement pour le cas d'une seule lame, puis de plusieurs lames couvertes par le balai, et cela d'une façon toute spéciale. Protestant contre l'introduction de la notion de self-induction de la section, il admet que la seule action de l'induit se ramène à la f. é. m. produite par le déplacement de la bobine en court-circuit dans le champ de l'induit qu'on peut supposer constant le long de la zone neutre théorique : il remplace donc le terme $\mathcal{L} \frac{di}{dt}$ par une valeur cons-

(1) *Grosse Generatoren*, von Alexander Rothert (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 28 février 1901, p. 191, et *Eclairage électrique*, 6 avril 1901, t. XXVII, p. 28).

(2) Lettre du 4 avril 1901 à l'*Eclairage électrique*, insérée le 27 avril 1901 (t. XXVII, p. 146). Cette réponse de Fischer Hinnen n'est pas absolument exacte : la saturation des dents intervient d'une façon plus ou moins importante et on emploie beaucoup aujourd'hui les bobinages à plusieurs sections dans la même encoche.

(3) *Sur la commutation*, par Boy de La Tour (*Industrie électrique*, 25 février et 10 mars 1902, p. 79 et 107).

tante e et aboutit ainsi à une équation non différentielle, d'étude beaucoup plus simple que l'équation d'Arnold.

Cette conception n'est exacte évidemment que dans le cas de la densité constante ou *variation linéaire* du courant ; dans tous les autres cas, on peut bien admettre que l'action de l'induit se réduise à une f. é. m. due à la variation totale du flux dans la section, mais non que cette variation se fasse par un déplacement à vitesse constante, dans un flux fixe, comme nous le montrerons plus loin.

Citons aussi le travail de Hill ⁽¹⁾ sans indications nouvelles.

Niethammer ⁽²⁾ reprend les conceptions générales indiquées plus haut (p. 54), étudie le fonctionnement des divers modes d'enroulement (que vous n'envisageons pas dans cette étude) et donne entre autres formules pratiques la condition :

$$\frac{\text{ampère-tours de l'entrefer et des dents}}{\text{ampère-tours de l'induit sous un pôle}} > 1 \text{ ou mieux } > 1,5.$$

Il en est de même de Punga ⁽³⁾, qui résume ses idées par la conclusion mixte suivante :

On peut considérer comme caractérisant la tendance d'une machine à produire des étincelles la grandeur de l'expression :

$$F = \frac{\epsilon_r - e}{\alpha \rho},$$

dans laquelle ϵ_r est la tension de réactance suivant Pichelmayer (induction mutuelle des sections voisines comprise), e la f. é. m. de commutation prise positivement dans le sens favorable, ρ la résistance de contact d'une ligne de balais, α un coefficient dépendant du nombre de lames couvertes par un balai, suivant la loi :

Nombre de lames.....	1	2	3	4	n
α	1	3/4	5/9	7/16	$\frac{2n-1}{n^2}$

Deux études importantes, à quelques mois d'intervalle, sont dues à Rothert. Dans la première ⁽⁴⁾, l'auteur rappelle les travaux précédents

(1) *Commutation sans étincelles avec balais fixes*, par Claude W.-Hill (*Electrical Review* de Londres, 10 janvier 1902, p. 44).

(2) *Ueber den Entwurf sehr rasch = und sehr langsamlaufender Maschinen*, par Dr F. Niethammer (séance de Elektrotechnischer Verein du 23 avril 1902 : *Elektrotechnische Zeitschrift*, 15 mai 1902, p. 437).

(3) *Zur Theorie der Stromwendung*, par F. Punga (*Zeitschrift für Elektrotechnik*, 27 juillet, 3 et 10 août 1902, t. XX, p. 366 ; et *Eclairage électrique* (analyse par A. Mauduit) 24 janvier 1903, t. XXXIV, p. 123).

(4) *Wieviel Kollektorlamellen soll eine Gleichstrommaschine haben*, von Alexander Rothert. [*Elektrotechnische Zeitschrift*, 10 avril 1902, p. 309, et *Eclairage électrique* (analyse par A. Mauduit), 23 août 1902, t. XXXII, p. 290].

sur la question et compare la formule donnée par Arnold (N_2 , nombre de lames ; N , nombre de fils périphériques),

$$N_2 = 0,04N \sqrt{J},$$

avec une formule qu'il établit lui-même, pour le cas de la commutation à la ligne neutre :

$$N_2 = C_2 \frac{(l + 0,4l') n N^2 J}{\epsilon_r},$$

dans laquelle C_2 est un coefficient, l et l' les longueurs par spire dans le fer et dans l'air, n le nombre de tours par minute ; la formule se réduit à :

$$N_2 = C_3 N^2 J,$$

si l'on suppose que la largeur de l'induit varie en sens inverse de la vitesse et que la tension de réactance admise ϵ_r reste constante.

Alors que Rothert demande un nombre de lames proportionnel à la tension, Arnold se contentait de la proportion à la racine carrée de la tension, pour même puissance et même modèle de machine.

Dans une deuxième étude ⁽¹⁾, Rothert, se limitant au cas de la commutation à la ligne neutre avec balai plus étroit qu'une lame, établit l'équation différentielle d'Arnold et la discute en la construisant graphiquement par points : pour cela, il divise la durée T en dix parties égales, et pour chaque intervalle remplace la courbe de i par la tangente déduite de cette équation.

Il appelle l'attention sur l'importance de la d. d. p. entre la lame en avance et le balai, tension ϵ_1 qu'il nomme *tension d'étincelle*, et qu'il construit par points ainsi que la densité j_1 , en relevant notamment leur valeur au temps $0,995 T$, soit $\frac{1}{200} T$ avant la fin du court-circuit.

On constate que, dès que $\frac{eT}{L}$ est < 1 , la valeur de la tension d'étincelles s'élève très vite avec L . Les courbes de la figure 14 donnent les valeurs de j_1 et ϵ_1 , au temps $t = 0,995 T$, avec les conditions communes :

$$\rho = 0,1 ; \quad T = 10 ; \quad J = 10 ; \quad R = 0 \text{ (résistance de la section).}$$

⁽¹⁾ *Beitrag zur Theorie der Stromwendung*, von Alexander Rothert [*Elektrotechnische Zeitschrift*, 23 septembre et 2 octobre 1902, p. 863 et 884 ; *Eclairage électrique* (analyse par A. Mauduit), 21 février 1903, t. XXXIV, p. 282].

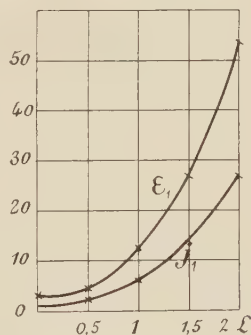


FIG. 14. — Densités et tensions ϵ_1 pour $t = 0,995 T$.

$$\mathcal{L} = 0,5 \text{ correspondant à } \frac{\rho T}{\mathcal{L}} = 2$$

1	—	1
1,5	—	0,735
2	—	0,5

L'auteur montre encore nettement l'action d'une variable dont on s'est peu préoccupé avant lui (à part Fischer Hinnen), c'est-à-dire de la résis-

tance R de la section, qui est presque toujours négligée.

La figure 15 met en regard les courbes du courant commuté : 1 avec résistance nulle, et 2 avec résistance 0,4, c'est-à-dire égale à 4 fois la résistance de contact ρ du balai sur lame unique, pour $\mathcal{L} = 1$ et $\frac{\rho T}{\mathcal{L}} = 1$.

Cette résistance agit de deux façons différentes : au début, elle accélère le

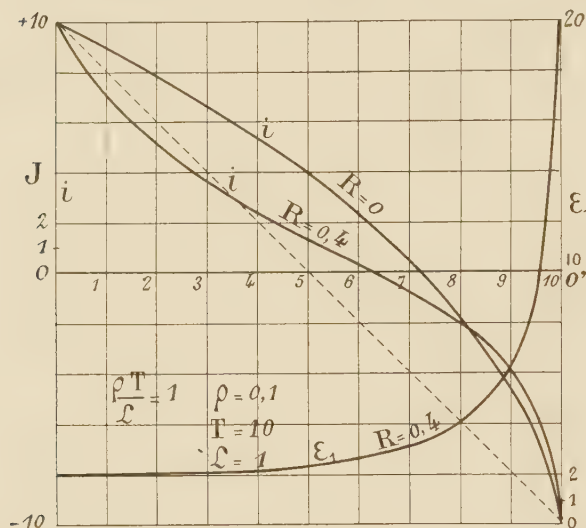


FIG. 15. — Rôle de la résistance ohmique dans la commutation (Rothert).

renversement du courant, mais à la fin, elle retarde sa variation et augmente ainsi notablement la densité de courant dangereuse dans les deux cas, j_2 au début et j_1 à la fin, cette dernière action étant de beaucoup la plus importante, d'ailleurs⁽¹⁾.

D'après l'auteur, la gravité de l'étincelle dépendra du produit de la tension d'étincelles ϵ_1 par le courant J , et par suite augmentera comme le carré du courant.

La courbe de la f. é. m. de self-induction $\mathcal{L} \frac{di}{dt}$ (que l'auteur appelle tension de réactance, alors qu'on préfère en général réserver ce nom à la valeur moyenne définie plus haut) suit à peu près la même loi de variation.

(1) Il faut remarquer que les étincelles qui se produisent à l'arête d'entrée dépendent de j_2 et ϵ_2 et non de j_1 et ϵ_1 , qui ne sont la densité et la tension d'étincelles que pour l'arête de sortie.

Nous avons insisté sur ces courbes parce que nous les relèverons plus tard expérimentalement dans nos essais et en déduirons les lois du contact.

L'auteur termine par l'étude des balais hétérogènes et établit même la loi suivant laquelle devrait varier la résistance de contact le long du balai pour réaliser, sans f. é. m. auxiliaire, la commutation à densité constante.

Citons encore un long article de Prenzlín ⁽¹⁾ qui présente des théories analogues sous une forme assez spéciale et d'ailleurs assez diffuse. Notons seulement qu'il calcule la f. é. m. engendrée par la rotation dans la bobine en court-circuit, en faisant la somme de trois flux : le flux du pôle en avant, le flux du pôle en arrière suivant la méthode Fischer Hinnen (leur résultante est le champ inducteur) et le flux de réaction d'induit, façon de procéder non rigoureuse, le champ d'induit n'étant pas fixe dans l'espace.

Commutation parfaite à la zone vraiment neutre : M. Latour. — C'est au courant de cette année 1902 qu'un jeune ingénieur français, Marius Latour, vint exposer, suivant une conception différente, le rôle des flux dans la commutation ⁽²⁾. Il s'exprime ainsi :

« La commutation s'opérera comme si les lames du collecteur correspondaient aux touches successives d'un rhéostat non inductif, si on cale les balais de telle façon que les sections en court-circuit soient soustraites à tout phénomène d'induction, ... c'est-à-dire se trouvent dans une région *vraiment neutre*. Le flux qui traverse la bobine à son entrée dans le court-circuit φ_1 étant le même que celui qui la traverse à sa sortie φ_2 , la f. é. m. induite $\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{T}$ sera bien nulle. La self-induction de la bobine n'a plus à intervenir après qu'on a parlé de région vraiment neutre. Il est bien entendu que le flux φ_1 comprenait déjà le flux propre à la bobine avant son entrée dans le court-circuit, de même que le flux φ_2 comprendra la valeur de ce flux changé de signe. »

Cette façon d'expliquer le phénomène donna naissance à une discussion avec divers auteurs allemands. Cette discussion, comme plusieurs autres que nous allons voir par la suite, ne présente pas grand intérêt

(1) *Ueber funkenfreies Kommutieren des Stromes von Gleichstrommaschinen mit Kohlenbürsten bei Vor und Rücklauf der Maschine und constanter Buerstenstellung in der neutralen Linie*, von P. Prenzlín, Berlin. (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 23 et 30 octobre 1902 p. 933 et 958).

(2) *Alternateurs à collecteur* (communication de Marius Latour à la Société internationale des Electriciens, le 7 mai 1902 ; Bulletin de 1902, p. 383).

L'auteur avait déjà dit quelques mots sur la même question dans un article précédent *Sur les propriétés des anneaux à collecteur*, par M. Latour (*Eclairage électrique*, 23 novembre 1901, t. XXIX, p. 294).

au fond; chaque auteur emploie un mode de décomposition des flux à son gré, et n'admet pas (faute de l'étudier) le système de son contradicteur; il arrive en général que les deux adversaires ont également raison puisque, tant que la saturation n'intervient pas et que les flux sont fixes, les décompositions se valent quant au résultat, tout en étant plus ou moins artificielles quant à la forme.

Marius Latour revient plus tard sur la question de la zone vraiment neutre ⁽¹⁾, et définit ce qu'il appelle la *périphérie magnétique* de l'induit, cylindre passant par le milieu des encoches entre les deux paquets de fils qui y sont ordinairement superposés AB, *fig. 13*), où le champ doit être nul pour une bonne commutation. Comme le flux passant à travers la section AB de la dent (*fig. 13*) comprend aussi bien le flux dû à l'induit tout entier que le flux de fuite de la bobine, l'assertion de M. Latour est évidemment exacte en toute rigueur.

Dans la même année 1902, nous trouvons encore une intéressante étude de Davies ⁽²⁾ sur les différentes formes de pièces polaires imaginées en vue de combattre la distorsion et de créer un champ favorable pour la commutation.

3° ENROULEMENTS COMPENSATEURS ET POLES AUXILIAIRES

Avant de donner les études les plus importantes de 1902 à 1910 sur la théorie générale, disons quelques mots de la discussion très vive qui absorba les électriciens allemands de 1904 à 1908, sur la question très importante des enroulements compensateurs et des pôles auxiliaires de

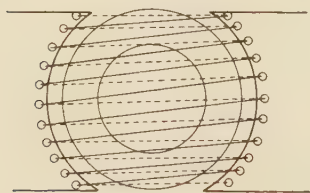


FIG. 16. — Schéma d'un enroulement compensateur bipolaire.

commutation : dans cette discussion, chacun semble n'écouter que soi et, au fond, tout le monde a raison, en principe !

On sait que l'*enroulement compensateur* (attribué généralement à Ryan, mais revendiqué par d'autres auteurs, en particulier Fischer Hinnen) consiste en un bobinage disposé sur l'inducteur en regard de l'induit, parcouru par le courant de l'induit et comportant un nombre d'ampère-tours sensiblement égal à celui de ce dernier, de façon à détruire son action et à annuler la distorsion (*fig. 16*).

⁽¹⁾ *Propriétés des rotors à collecteur*, par M. Latour (*Éclairage électrique*, 5 janvier 1907, t.I., p. 5).

⁽²⁾ *Special shaped magnet poles and the way they affect commutation*, by Tred. W. Davies (*Electrical Review*, de Londres, 14 novembre 1902, p. 809).

Les *pôles auxiliaires* (en allemand *Hilfspole* ou *Wendepole*) sont de petits pôles, très étroits, disposés à chaque ligne neutre, et portant un bobinage parcouru par le courant de l'induit (*fig. 17*).

Les deux dispositifs servent à l'obtention d'une bonne commutation sans décalage de balais, mais de plus l'enroulement compensateur annule la distorsion tout le long de l'induit et rend particulièrement service lorsqu'on a affaire à une tension moyenne élevée entre lames, en évitant que cette tension ne prenne une valeur dangereuse du fait de la distorsion.

Les pôles auxiliaires ont été imaginés par Swinburne et sont utilisés depuis longtemps ⁽¹⁾, mais ils ne se sont répandus véritablement dans l'industrie que dans ces dernières années.

Étudiés par Punga ⁽²⁾, qui signale en 1904 n'avoir vu qu'une seule description de machines à pôles auxiliaires ⁽³⁾, ils ont fait ensuite l'objet de nombreuses communications en 1905 et les années suivantes.

Le mode de calcul des ampère-tours sur les pôles auxiliaires, sous la forme la plus employée, a été donné d'abord par Siedener ⁽⁴⁾ (en même temps que des dispositifs simultanés de compensation et de compoundage), puis plus en détail par Breslauer ⁽⁵⁾ : il faut placer sur les pôles auxiliaires un nombre d'ampère-tours égal aux ampère-tours de l'induit pour les neutraliser, puis un supplément pour produire dans la section un flux engendrant la f. é. m. convenable de commutation, c'est-à-dire une f. é. m. égale et opposée à la tension de réactance. Les lignes de force de ce flux traversent les deux entrefers δ' des pôles auxiliaires, la culasse de l'inducteur et se ferment, partie par les pièces polaires, partie par l'induit (*fig. 17*).

Après Breslauer, Arnold ⁽⁶⁾ est revenu sur la question, adoptant la manière de voir de ce dernier, et l'appuyant de quelques essais au balistique, sur la répartition des flux.

Presque en même temps que Breslauer, quoique un peu auparavant,

(1) Nous nous souvenons avoir vu, dès 1899, ces pôles employés par la maison Sautter-Harlé, de Paris.

(2) *Pôles auxiliaires pour machines à courant continu*, par Franklin Punga (*Zeitschrift für Elektrotechnik*, 24 janvier 1904, et *Eclairage électrique*, 20 février 1904, t. XXXVIII, p. 302).

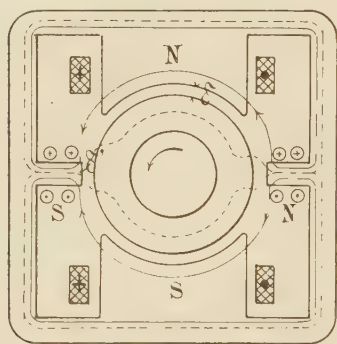
(3) *Dynamo Sautter-Harlé*, pour l'Exposition de Paris, de 1900.

(4) *Pôles de commutation avec enroulements de compensation et de compoundage pour machines à courant continu*, par Seidener (*Zeitschrift für Elektrotechnik*, 12 juin 1904, et *Eclairage électrique*, 3 septembre 1904, t. XL, p. 392).

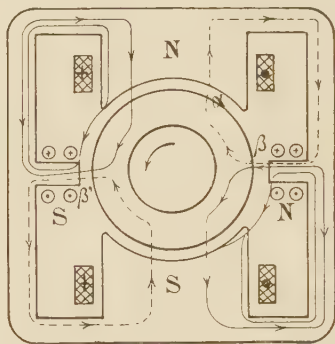
(5) *Sur les machines à courant continu à pôles auxiliaires*, par Breslauer (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 13 juillet 1905, et *Eclairage électrique*, 2 septembre 1905, t. XLIV, p. 346).

(6) *Sur la répartition du flux dans une machine à pôles de commutation*, par E. Arnold (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 15 mars 1906, et *Eclairage électrique*, 12 mai 1906, t. XLVII, p. 223).

Pohl (¹), étudiant les pôles auxiliaires, en avait donné une théorie analogue ; toutefois il préconisait le calcul de la tension de réactance suivant la formule de Prenzlin (voir p. 33, note 1) et indiquait que la présence du pôle auxiliaire modifiait la self-induction apparente de la section et augmentait notablement la tension de réactance (la doublant sensible-



Répartition Breslaue et Arnold.



Répartition Pohl (lignes pleines).

FIG. 17 et 18. — Dynamos à pôles auxiliaires.

ment). De plus, il donnait de la répartition des flux une allure différente, indiquée en traits pleins sur la figure 18.

A première vue, ces deux représentations sont différentes, mais on remarque aisément que la répartition de Pohl n'est pas complète, et que des lignes de force indiquées en pointillé sont également produites dans les deux moitiés ($\alpha\beta$) de la figure où Pohl n'en trace pas ; dans les pôles principaux, ces lignes sont en sens inverse de celles de Pohl, et finalement la superposition des deux systèmes est équivalente au système de Breslaue.

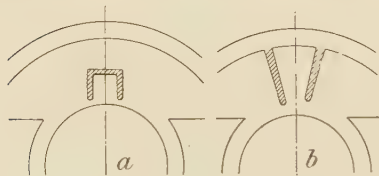


FIG. 19. — Modèles spéciaux de pôles auxiliaires (essais de Roth).

Quant à l'augmentation de la tension de réactance, indiquée par Pohl, elle repose sur un malentendu qui sera éclairci plus loin.

Dans un travail fort intéressant, mi-expérimental et mi-théorique, Roth (²) vient battre en brèche les idées jusque-là admises.

L'auteur a expérimenté un électroaimant de commutation bipolaire indépendant de la carcasse inductrice (fig. 19 a), et il a trouvé que le

(¹) Sur les pôles de commutation dans les machines à courant continu, par R. Pohl (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 1^{er} juin 1905, et *Eclairage électrique*, 8 juillet 1905, t. XLIV, p. 26).

(²) Remarques sur les machines à pôles de commutation, par A. Roth (*Zeitschrift für Elektrotechnik*, 6 août 1906, et *Eclairage électrique*, 16 septembre 1905, t. XLIV, p. 433).

nombre d'ampère-tours à employer (avec des balais de cuivre permettant de mieux déceler les limites d'une bonne commutation), était beaucoup plus considérable que celui qu'on calculait en supposant que la réaction d'induit, égale et inverse pour les deux noyaux, était sans action et que par suite il ne restait qu'à produire le flux compensateur de la self-induction.

Les pôles avaient à peu près la longueur de l'induit, l'épaisseur d'une dent et l'intervalle d'une division de l'induit : on trouva qu'il était favorable d'augmenter la section des noyaux sans toucher à celle des pièces polaires.

Avec deux pôles juxtaposés et solidaires de la culasse (*fig. 19 b*), on constata que l'excitation nécessaire pour assurer une bonne commutation n'était pas plus grande quand les deux pôles étaient excités dans le même sens (comme un pôle unique en deux pièces) que quand ils étaient aimantés en fer à cheval (comme dans le dispositif précédent) ; dans le premier cas, la zone de commutation était seulement plus large.

Dans une autre expérience, l'auteur chargeait la machine sans pôles de commutation, à un point tel que les étincelles soient seulement faibles (non dangereuses) ; il plaçait alors le pôle de commutation non excité et ne trouvait aucun changement appréciable dans l'importance des étincelles.

De tout ceci, Rotth conclut que la théorie jusque-là admise est en défaut, et va même jusqu'à laisser entendre que les idées actuelles sur l'état magnétique de l'entrefer et la réaction d'induit peuvent être fortement sujettes à caution.

Nous estimons que les expériences de Rotth n'ont rien de révolutionnaire et ne sont en opposition qu'avec une façon inexacte d'envisager le rôle du flux dans la section commutée et non avec les idées admises, *justement appliquées* : nous y reviendrons après avoir analysé l'importante communication de Mengès, survenue en fin 1907.

Entre temps, on trouve, en 1903, une discussion entre Pohl et Arnold⁽¹⁾, ne contenant aucun argument nouveau, un travail de Bedell⁽²⁾, insistant sur les avantages procurés par l'emploi des pôles auxiliaires, et, en 1907, une étude expérimentale et théorique de Pelikan⁽³⁾, dans les idées de Breslauer et Arnold.

(1) *Sur la répartition du flux dans une machine à pôles auxiliaires*, lettres de R. Pohl et de E. Arnold (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 26 juillet 1906, et *Eclairage électrique*, 1^{er} septembre 1906, t. XLVIII, p. 342 et 343).

(2) *Influence de l'emploi de pôles de commutation sur le dimensionnement des moteurs à courant continu*, par C.-H. Bedell (American Institute of Electrical Engineers, juillet 1906, et *Eclairage électrique*, 1^{er} septembre 1906, t. XLVIII, p. 345).

(3) *Théorie et construction des machines à pôles de commutation*, par F. Pelikan (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 10 janvier 1907, et *Eclairage électrique*, 2 mars 1907, t. L, p. 340).

Commutation parfaite à la zone vraiment neutre, d'après Mengès.

— Mengès s'élève contre les théories des auteurs précédents et développe, dans les mêmes idées que M. Latour (voir p. 55), le principe que la commutation parfaite ou linéaire ne peut avoir lieu que dans la zone neutre.

L'adaptateur français ⁽¹⁾ résume ainsi la théorie de Mengès :

1. « Au moment du passage à la ligne neutre, la bobine en court-circuit n'est traversée par aucun courant et par conséquent ne doit être soumise à aucune f. é. m., c'est-à-dire ne pas couper de ligne de force en ce point. Quant au champ magnétique, il doit croître en sens inverse de part et d'autre de la ligne neutre, et son intensité doit être telle que la f. é. m. induite dans la bobine soit capable d'annuler à chaque instant la chute de tension que pourrait produire le courant de commutation. »

2. « On n'a pas le droit de considérer le flux dû à la self-induction de la bobine en court-circuit comme distinct du flux utile de la dynamo et, en admettant l'hypothèse d'une commutation parfaite dans la zone neutre, on ne cherche plus en réalité à contrebalancer l'effet de la self-induction par d'autres effets inverses, mais bien à éviter la self-induction elle-même, comme on le fait par exemple dans une bobine à enroulement bipolaire... »

3. « Le procédé de calcul de la self-induction actuellement en usage est d'ailleurs inexact : le flux magnétique dépend des ampère-tours totaux sur toute la longueur de son parcours. Il est donc évidemment

impossible de calculer, même en première approximation, le champ en un point du parcours d'après les valeurs du courant et de la perméance magnétique en ce point. »

4. Dans une machine à pôles auxiliaires en charge, le champ magnétique est représenté par la figure 20, et pour un bon réglage, la zone neutre reste en place pour toutes les valeurs du courant : la distorsion du flux ne peut être évitée.

5. « Dans une machine compensée, non seulement on évite le décalage, mais encore toute distorsion de champ, de sorte que la répartition du flux des deux côtés de la ligne neutre ne subit aucune modification. »

6. Dans le calcul des pôles auxiliaires, il n'y a pas lieu de tenir compte

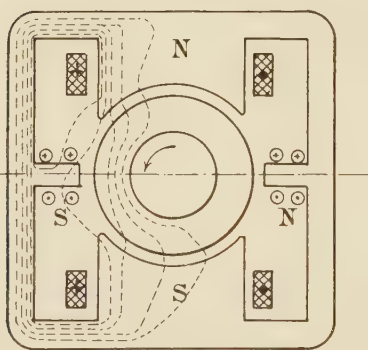


FIG. 20. — Répartition Mengès.

⁽¹⁾ *Zur Näheren Erläuterung der neutralen Kommutierungszone*, von C. L. R. E. Mengès (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 31 octobre 1907, p. 1058, et *Lumière électrique*, 4 janvier 1908, 2^e série, t. I, p. 16).

de la réluctance de l'entrefer, contrairement à l'avis de Breslau, et les diverses polémiques sur les formes spéciales et les dimensions à donner à ces pôles, ainsi que les essais de Roth, montrent l'inutilité absolue de toutes les formes particulières.

7. La possibilité d'obtenir une bonne commutation avec 5 bobines par encoche (expériences de Breslau) exige que la zone soit vraiment neutre, pour que la distribution des flux ne soit pas modifiée par le déplacement des dents.

8. L'action du pôle auxiliaire consiste à attirer et absorber les lignes de force qui sans cela rencontreraient l'induit ; peu importe sa forme, si la masse est suffisante pour remplir ce but.

9. Dans une machine à pôles auxiliaires, le calage constant des balais n'est obtenu qu'au prix d'une utilisation moins parfaite du champ magnétique, car le flux dévié par le pôle auxiliaire est inutilisé et les conditions d'une parfaite commutation ne peuvent être réalisées que pour une seule valeur du courant. La machine compensée présente au contraire une parfaite commutation pour toutes les valeurs du débit.

Si maintenant nous examinons les conclusions de Mengès, nous sommes conduit à présenter diverses observations.

La théorie de Mengès, comme d'ailleurs celle de M. Latour, est exacte dans ses grandes lignes ; elle offre un intérêt indiscutable, en ce sens qu'elle est très générale et rappelle aux conceptions physiques les auteurs tentés de s'embarquer trop loin dans des décompositions artificielles ou fictives, mais elle n'*infirm*e pas les autres théories qui, appliquées exactement, conduisent à des résultats équivalents.

Elle présente, par contre, un grave inconvénient, c'est qu'elle vise surtout le cas de la commutation parfaite, cas qui n'est guère que théorique et dont les dynamos s'écartent forcément plus ou moins en pratique.

Il est facile de dire que la zone de commutation doit être neutre, même en spécifiant, comme M. Latour, que l'on raisonne sur la périphérie magnétique de l'induit ; mais à cette zone agissent les ampère-tours de l'induit, tant des bobines commutées que du reste du circuit, ampère-tours qui, s'ils existaient seuls, produiraient un flux à travers la bobine considérée, flux qu'on peut traiter d'un seul bloc, ou qu'on peut diviser en deux parties. Soit, pour simplifier, un balai de la largeur d'une lame (*fig. 21*), calé à la ligne neutre de l'inducteur et les deux conducteurs de l'encoche A entrant en commutation (que ces conducteurs appartiennent à une seule section anneau ou à deux sections tambour d'un bobinage diamétral, peu importe !). Le flux à travers la bobine A est le flux φ passant par la section moyenne (M. Latour) $\alpha\beta$ de la dent AB. Soit d'abord le pôle auxiliaire sans ampère-tours ; ce

flux φ peut être décomposé en flux φ_1 à travers le pôle (ligne 1 à une seule flèche) et flux φ_2 de dent à dent (soit à travers l'encoche, ligne 2', soit en dehors, ligne 2, à flèche simple).

Pour transformer la section $\alpha\beta$ en zone neutre, il faut *neutraliser* ce flux, ce qu'on fait au moyen d'ampère-tours disposés *sur le pôle auxiliaire, et non directement en $\alpha\beta$* ; par suite, une dispersion est inévitable entre les deux sources d'ampère-tours, ou mieux entre la source d'ampère-tours compensateurs et la zone où doit s'exercer la compensation.

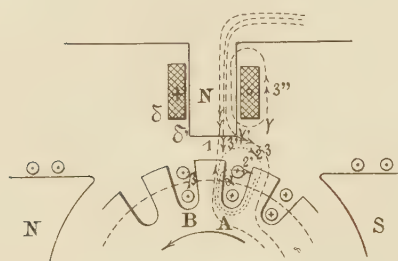


FIG. 21. — Flux dans une dynamo à pôles auxiliaires.

Si le pôle auxiliaire était seul excité et non l'induit, on pourrait considérer que son flux φ' se décompose en deux parties, une partie φ'_1 passant par la zone $\alpha\beta$ (ligne 1 à flèche double) et une partie φ'_2 en dehors de cette section (ligne de force 3 à travers la dent voisine; ligne 3', amorcée seulement pour ne pas charger la figure, entrant dans la dent A B et

la quittant suivant le trajet de 2' pour rejoindre la même dent voisine ; ligne 3'' n'intéressant pas l'induit) ; si maintenant on suppose le pôle auxiliaire normalement excité et l'induit en charge, on aura la répartition du flux en composant ces deux distributions, tant que la saturation n'interviendra nulle part ; le réglage des ampère-tours auxiliaires devra être tel que le flux φ'_1 envoyé à travers $\alpha\beta$ soit exactement égal et opposé à φ_1 ; par suite φ_1 et φ'_1 n'existeront plus et $\alpha\beta$ sera neutre. *La ligne de force 1 sera supprimée.*

Les lignes 3 et 3' du pôle se raccrocheront aux lignes 2 et 2' de l'induit pour n'en plus faire qu'une ; les lignes 3'' subsisteront telles quelles. La bobine magnétisante du pôle auxiliaire fournira donc un flux à travers l'entrefer auxiliaire égal à φ_2 et un flux de fuite proprement dit φ'' constitué par des lignes telles que 3''. Tout électricien retrouvera dans ce phénomène de vieilles connaissances, savoir le court-circuit d'un alternateur ou l'essai Kapp d'un transformateur.

De là nettement se dégage la théorie du pôle auxiliaire : les ampère-tours du pôle devront compenser les ampère-tours d'induit à la zone $\alpha\beta$, et fournir en plus les flux φ'_2 et φ'' . Tant que le pôle n'est pas saturé, la fourniture de φ'' est de peu d'importance, mais le passage de φ_2 entre la zone $\gamma\delta$ ou $\gamma'\delta'$ (sensiblement) nécessite une force magnétomotrice supplémentaire ; le potentiel magnétique de $\gamma'\delta'$ est plus grand que celui de $\alpha\beta$, et, quoi qu'en dise Mengès, là interviennent la longueur de l'entrefer et la forme du pôle auxiliaire.

Il est maintenant aisé de comprendre les raisons du malentendu existant entre les divers auteurs et d'apprécier celles de leurs idées qui sont exactes et celles qui sont fausses.

Les paragraphes 1 et 2 de Mengès sont justes, bien que trop exclusifs; nous excepterons cependant la comparaison risquée qu'il fait entre la section en commutation et une résistance bifilaire.

Il a par contre raison de protester contre le mode de calcul employé par la plupart des auteurs pour la tension de réactance. Alors que, dans la commutation sans pôle auxiliaire, il faut faire entrer dans le calcul de la self-induction le flux total passant par $z\beta$ (comme l'ont indiqué Fischer Hinnen, puis Sumec — voir plus loin — et comme nous le démontrerons expérimentalement dans une de nos séries d'essais), dans la commutation par pôle auxiliaire intervient seul, pour demander des ampère-tours supplémentaires sur le pôle, le flux φ_2 , à l'exclusion du flux φ'' , qui n'agit qu'à partir de la saturation.

Or ce flux φ_2 est très petit, surtout dans le cas de pôles auxiliaires, la présence du pôle augmentant notablement la conductance du circuit φ_1 , mais diminuant plutôt l'importance de φ_2 . On en conclut tout de suite que les idées émises par Mengès 6 et 8 sur le rôle nul de l'entrefer et de la forme du pôle ne sont qu'approchées, aux fuites φ_2 près, mais sont cependant plus voisines de la réalité que l'opinion de Pohl, indiquant qu'il faut doubler la tension de réactance ! Cette tension de réactance, à faire intervenir dans le calcul (type Breslauer ou Arnold), est très petite en général, puisque limitée aux fuites 2 et 2', de très peu d'importance; la forme du pôle agit surtout par l'importance des fuites qui lui correspondent.

De même s'expliquent fort bien les résultats de Rotth : l'emploi d'un électroaimant bipolaire (type 19 a ou 19 b) n'empêche pas l'existence du flux φ_1 , qui peut seulement différer légèrement, dans les deux cas, avec la réluctance du circuit magnétique correspondant et la forme des lignes de force; on est toujours obligé de commencer par neutraliser ce flux au moyen d'un nombre d'ampère-tours, sensiblement indépendant du mode de groupement des deux noyaux, en fer à cheval ou en parallèle.

On voit également que le système qui consiste à ne pas mettre des pôles auxiliaires à toutes les lignes neutres est peu favorable : l'économie de cuivre qui en résulte est faible (car il faut produire dans les électros restants des flux importants pour induire des f. é. m. en opposition avec les f. é. m. développées dans les zones à électros supprimés, par les flux totaux $\varphi_1 + \varphi_2$ très notables dans ce cas), et il conduit à une dissymétrie fâcheuse, comme l'indique très exactement Mengès.

Pour terminer cette question, indiquons que Mengès, dans son étude sur les dynamos compensées, trace leurs lignes de force radiales dans l'entrefer et leur attribue une très faible chute de tension; il n'en est

rien en réalité. M. Gutton ⁽¹⁾, professeur de physique à la Faculté des Sciences de Nancy, a montré que les lignes de force (*fig. 22*), correspondent bien à une ligne neutre identique à celle de la marche à vide, dans l'inducteur et l'induit (ligne 2), mais que dans l'entrefer elles restent

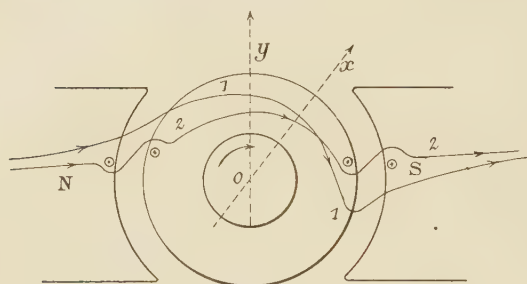


FIG. 22. — Flux dans une dynamo compensée (C. Gutton).

très inclinées (sans quoi il n'y aurait pas de couple) faisant le tour des conducteurs de compensation et d'armature en sens inverse, ce qui augmente la réluctance du circuit et rend fort problématique la diminution de chute de tension signalée plus haut.

La ligne 1 de la figure appartient à une dynamo non compensée.

Enfin, Dodd ⁽²⁾, au cours d'une étude assez complète des pôles auxiliaires, donne une méthode très intéressante et très simple pour le réglage pratique des ampère-tours auxiliaires :

Dans une génératrice, la tension d'une lame qui passe sous un balai positif, décalé en avant, doit être plus faible que celle de la lame qui la suit ; par suite, dans une génératrice à pôles auxiliaires, si, sous le balai positif, la tension prise au voltmètre, avec deux frotteurs entre les lames à la sortie et à l'entrée du balai, est plus élevée pour la lame d'avant, il faut augmenter les ampère-tours du pôle, et inversement.

Le réglage sera bon lorsque la tension sera la même pour les deux lames, et on pourra faire ce réglage pour un courant quelconque et une tension de service quelconque : il restera suffisant, tant que la saturation du pôle ne sera pas atteinte.

4^e ÉTUDES GÉNÉRALES DE 1902 A 1910

Nouvelle théorie d'Arnold. — Dans son ouvrage classique sur la dynamo à courant continu ⁽³⁾, paru vers 1903, le professeur Arnold a modifié notablement la théorie qu'il avait donnée en 1899.

(1) Voir : *Génératrices de courants et moteurs électriques*, par C. Gutton (Dunod et Pinat, Paris, 1909) et *Sur le rôle des enroulements de compensation dans les dynamos à courant continu*, par C. Gutton (*Bulletin de l'Ass. amicale des Ingénieurs de l'Institut élect. et méc. de Nancy*, février 1910).

(2) *Les pôles auxiliaires dans les machines à courant continu ; calcul et méthode d'essai*, par G.-N. Dodd (*Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers*, mai 1909, et *Lumière électrique*, 3 juillet 1909, t. VII, 2^e série, p. 19).

(3) *Die Gleichstrommaschine*, 1^{re} édition, t. I^{er}, par E. Arnold ; traduction française

Il prend toujours comme base la densité de courant en fin de commutation, mais introduit l'action des bobines commutées simultanément : il montre que, dans un enroulement diamétral, la bobine commutée sous le second balai, si le nombre de lames est multiple du nombre de pôles, suit une marche absolument synchrone de la première et double sensiblement le coefficient d'induction apparente de la première, mais que les autres bobines exercent plutôt des actions amortissantes assez généralement favorables.

Il étudie d'abord la commutation à densité constante, puis passe à la commutation quelconque, en utilisant une méthode de décomposition du courant de court-circuit et des f. é. m. en jeu, due à un auteur anglais (1), qui sera plus tard utilisée par différents autres électriciens.

Elle consiste à considérer le courant de court-circuit i d'une section comme la somme de deux courants fictifs, l'un i_k égal au courant correspondant à la commutation à densité constante et l'autre i_z , appelé *courant additionnel*, égal à la différence $i - i_k$: de même la f. é. m. e produite dans la section par le champ extérieur est divisée en une partie e_k convenable pour assurer la commutation à densité constante et une partie supplémentaire, ou f. é. m. *additionnelle* e_z .

La forme du courant de court-circuit dépend surtout de la f. é. m. additionnelle e_z . Nous ne suivrons pas l'auteur dans cette théorie plutôt laborieuse, quoique encore incomplète, étant donné qu'elle conduit à des expressions trop compliquées pour être utilisables pratiquement. Toutefois il est intéressant de constater que l'auteur introduit les d. d. p. entre lame et balai, à l'entrée et à la sortie, et tout en accordant une certaine valeur à la condition $\frac{cT}{\mathcal{L}'} > 1$, donne comme condition que la d. d. p. à la sortie soit inférieure à une certaine limite : cette d. d. p. $(\varepsilon_1)_T$ est mise sous la forme :

$$(\varepsilon_1)_T = \varepsilon_b - \frac{(e_z)_T}{1 - \frac{\mathcal{L}'}{cT}},$$

avec ε_b , chute ohmique moyenne sous le balai ; $(e_z)_T$, limite de e_z pour $t = T$; $\mathcal{L}'$ coefficient d'induction de la section tenant compte des actions défavorables ou amortissantes des sections voisines.

par E. Boistel et E. Brunswick (*la Machine dynamo à courant continu*), Béranger, à Paris, 1904.

(1) *Electrical Review* (de Londres), année 1900, p. 43, 86, 211 et 299 : *Récent papers on the commutation of the direct current dynamo*, par W. A. P. Importante étude, où l'auteur, indépendamment de la décomposition signalée ci-dessus et de l'étude mathématique de l'équation qui s'en déduit, calcule le courant et la d. d. p. au balai ε_1 , pour l'instant $t = 0,99 T$, comme élément caractéristique de la commutation. Par contre, il laisse de côté le champ dû aux ampère-tours d'induit non commutés, prétendant que ce champ n'intervient pas dans la commutation.

Dans une comparaison entre les génératrices et les moteurs, avec balais calés convenablement, l'auteur montre que la commutation est obtenue plus aisément avec les moteurs, grâce à l'action favorable de l'hystérésis qui décale la ligne neutre en avant de la position théorique, et diminue le décalage dans le moteur tout en l'augmentant dans la génératrice; il se produit aussi une variation de $\mathcal{L}'$ avec t , augmentation en même temps que t pour les génératrices et diminution pour les moteurs; par contre le champ de commutation diminue dans le moteur pendant qu'il augmente dans la génératrice.

A notre avis, le mode de décomposition introduit par W. A. P. et préconisé par Arnold est une innovation malheureuse, car l'expérience ayant montré que la d. d. p. au contact ne varie pas proportionnellement à la densité, il n'est pas plus admissible de composer des courants, à travers des contacts, que des flux dans un circuit magnétique saturé, bien que le mode de variation des résistances soit opposé dans les deux cas: les réductances augmentent avec l'induction et les résistances de contact diminuent quand la densité augmente.

Discussions diverses. — A la suite du travail d'Arnold apparaissent un certain nombre d'études générales: beaucoup d'auteurs se préoccupent de la fameuse densité infinie à la limite, donnée par l'équation type pour $\frac{\varepsilon T}{\Sigma} > 1$, et entraînant la présence d'une d. d. p. infinie ε , entre lame et balai, quelle que soit la f. é. m. de commutation et cherchent à l'expliquer physiquement ou à diminuer la rigueur de cette condition, que l'expérience ne confirme pas.

Pichelmayer ⁽¹⁾ présente un exposé de la commutation, remarquable par la netteté et l'allure physique de la théorie, dont la lecture intéressera particulièrement ceux qui veulent saisir la portée physique des expressions mathématiques classiques, et Niethammer ⁽²⁾, un résumé succinct et clair des conditions usuellement admises.

Deux mémoires intéressants sont consacrés aux étincelles et aux crachements des balais.

Sensius ⁽³⁾ distingue les étincelles et les crachements. D'après lui, la production d'étincelles est due à une trop forte tension de réactance, et ces étincelles n'entraînent pas de dommage pour le collecteur.

Le feu sous les balais apparaît quand les ampère-tours par pôles dé-

(1) *La commutation dans les machines à courant continu*, communication de Karl Pichelmayer à l'Association électrotechnique de Vienne (*Zeitschrift für Elektrotechnik*, janvier 1904, et *Eclairage électrique*, 6 février 1904, t. XXXVIII, p. 221).

(2) *Commutation et dispersion*, par Niethammer (*Zeitschrift für Elektrotechnik*, 20 novembre 1904, et *Eclairage électrique*, 25 février 1905, t. XLII, p. 307).

(3) *Sur les spécifications des machines à courant continu*, par S. Sensius.

passent une certaine limite : il augmente avec l'arc polaire. Les piqûres dont se couvre le cuivre des lames sur la surface de contact des balais, se produisent aussi bien à vide qu'en charge et sont dues à une force électromotrice élevée dans la bobine en court-circuit.

Nous reviendrons plus tard sur les résultats de nos essais à ce point de vue.

Thorburn Reid⁽¹⁾, l'initiateur des théories modernes, développe une théorie mathématique sur l'échauffement des lames sous le balai, leur refroidissement entre balais et la possibilité, dans certains, cas de voir réalisées des températures correspondant à la fusion et à la volatilisation du cuivre.

Mengès⁽²⁾, dans une lettre ayant précédé l'étude que nous avons longuement analysée plus haut, signale que l'idée qui fait dépendre ces étincelles de l'exagération du courant lui paraît peu vraisemblable et qu'il y aurait lieu d'approfondir cette question.

Le professeur Arnold s'en rend compte et modifie à ce sujet ses bases d'étude de la commutation⁽³⁾, faisant remarquer que l'exagération de la densité ne suffit pas à provoquer la production d'étincelles, mais qu'il faut encore une certaine tension minimum, l'étincelle dépendant beaucoup plus de l'énergie mise en jeu que de la densité de courant.

En 1907, Kennedy⁽⁴⁾, calculant la tension de réactance suivant l'expression de Hobart, donne des formules pour la prédétermination de la commutation, en particulier pour le calcul du flux transversal de l'induit à travers la bobine commutée et de la f. é. m. produite dans cette section par ce champ (formules entachées d'erreur au point de vue de la vitesse de variation du flux); il indique que les étincelles commencent à vide pour une f. é. m. d'environ 10 volts et en charge de 6 volts, f. é. m. qui dépend d'ailleurs de la nature du balai.

Liénard⁽⁵⁾ établit une théorie mathématique rigoureuse pour un balai couvrant deux lames, et aboutit à la conclusion que, pour que la densité reste finie à la sortie du balai, il faut réaliser la condition :

$$\frac{eT}{\Sigma} > 1,$$

(1) *Les étincelles destructrices sur les collecteurs des dynamos*, par Th. Reid, mémoires présentés au Général Meeting of American Institute of Electrical Engineers de 1905 (*Eclairage électrique* du 5 août 1905, t. XLIV, p. 193 et 194).

(2) Voir *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1906, p. 256.

(3) *The commutation of direct and alternating currents*, note présentée au congrès de Saint-Louis, en 1904, par E. Arnold et J. L. Lacour; *Sammlung Elektrotechnischer Vorträge*, mêmes auteurs, 1906; *Die Gleichstrommaschine*, par E. Arnold, 2^e édition, t. I^{er}.

(4) *Calcul des machines électriques, au point de vue de la commutation*, par C. L. Kennedy (*Electrical World*, 17 février 1907, et *Eclairage électrique*, 23 et 30 mars 1907, t. L, p. 423 et 449).

(5) *Sur un point de la théorie de la commutation*, par Liénard (*Eclairage électrique* 15 juin 1907, t. LI, p. 361).

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}},$$

$\mathcal{L}$ étant le coefficient de self-induction d'une section et $\mathcal{M}$ le coefficient d'induction mutuelle entre les deux sections commutées. Ce résultat, identique à celui d'Arnold et établi avec rigueur, est intéressant en ce sens qu'il montre l'action amortissante finale d'une bobine en court-circuit derrière une autre ; remarquons d'ailleurs que l'on a :

$$\mathcal{L}' = \sigma \mathcal{L},$$

σ étant le coefficient de dispersion entre les deux enroulements, dont le rôle est si important dans la théorie des moteurs d'induction due à Blondel⁽¹⁾.

Nous discuterons plus tard la valeur de σ dans divers cas.

Linsenmann⁽²⁾ étudie la construction graphique de l'équation type de la commutation.

C'est vers 1906 que commence l'échange d'idées le plus intéressant entre les électriciens les plus réputés d'Allemagne, d'Autriche et de France, relatif aux deux points les plus controversés de la théorie de la commutation :

1° La question de la densité et de la d. d. p. infinies à la fin de la commutation, pour $\frac{eT}{\mathcal{L}} < 1$;

2° Le rôle et la définition exacte de la self-induction des bobines court-circuitées avec l'action du champ de l'induit.

Comme nous nous sommes proposé, dans le présent travail, d'étudier expérimentalement ces deux points, il est de toute nécessité que nous y insistions et montrions quelles étaient, au début de nos recherches, les conceptions dominantes et les incertitudes existantes sur ces deux problèmes ; pour plus de clarté, nous allons séparer les deux questions et les étudier successivement, en mettant en lumière les idées des auteurs et présentant les remarques *critiques* qu'elles nous semblent appeler nécessairement.

1° Densité de courant et d. d. p. infinies en fin de commutation pour $\frac{eT}{\mathcal{L}} < 1$. — C'est là le point le plus délicat des théories modernes, et la pierre d'achoppement de leur valeur pratique.

(1) *Lumière électrique et Eclairage électrique*, 1894 et 1895 : *Rôle des fuites dans les moteurs à champ tournant*, par A. Blondel.

(2) *Etude graphique de la commutation*, par H. Linsenmann (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 16 mai 1907 et *Eclairage électrique* 15 et 22 juin 1907, t. LI p. 379 et 417).

Mengès⁽¹⁾, dont nous avons analysé les vues sur la commutation en zone neutre, attaque nettement la validité de l'équation différentielle fondamentale, qui pour lui est fautive dans le principe.

« La signification (de la d. d. p. infinie), dit-il, est que la tension peut atteindre une valeur aussi grande qu'on voudra, dès que la surface de contact devient assez petite, sans cependant être nulle. Sur une dynamo de 100 volts, il se produirait, d'après la formule, pour une assez petite surface de contact à la pointe du balai, une tension de 1 000 ou 10 000 V, par exemple, entre le balai et la lame qui le quitte. Comme l'expérience a montré que, dans ces conditions, la commutation pouvait être très bonne, la théorie qui conduit à une pareille impossibilité doit comporter un vice originel. »

Mais où trouver ce vice originel? Mengès l'attribue à ce que l'on suppose à tort constant le courant J débité par une dérivation, ce qui est incompatible avec la production d'une grosse différence de potentiel entre lame et balai. Cette observation est certainement justifiée et, dans les très mauvaises commutations, il n'y a pas de doute que le courant débité ne soit affecté par les variations formidables de tension sous la pointe du balai : les expressions de la chute de tension sous le balai, données par M. Latour et par nous (voir note 1, page 30), en sont la preuve.

Mengès donne alors une équation tenant compte de la variation de J, d'après le coefficient d'induction du circuit total de la dynamo et du réseau qu'elle commande ; mais si l'équation montre, comme il fallait s'y attendre, que la d. d. p. ne peut plus devenir infinie, par suite des variations correspondantes du courant de la dérivation J (qui cesse d'être une constante), elle ne conduit à aucun résultat pratique.

D'autre part, Riebesell, après avoir amorcé la discussion⁽²⁾, dès 1903, établit, en 1908⁽³⁾, des équations analogues à celles de Mengès, une équation en $\frac{di}{dt}$ et une en $\frac{dJ}{dt}$ qui, étudiées simultanément avec l'approximation que la f. é. m. E produite dans la section n'est fonction que du temps, sous forme linéaire, conduisent à la conclusion suivante : la densité est infinie à la limite, si l'on a :

$$\frac{eT}{\mathcal{L}} \left(1 + \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_e} \right) < 1,$$

$\mathcal{L}_e$ étant le coefficient d'induction totale du circuit.

(1) *Ueber Kommutierung und Kompensierung bei Gleichstrommaschinen*, von C. L. R. E. Mengès (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 29 novembre 1906, p. 1127).

(2) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1903, p. 1104.

(3) *Sur la théorie des machines à courant continu*, par P. Riebesell (*Annalen der Physik*, 1908, n° 1, et *Lumière électrique*, 15 février 1908, t. I, 2^e série, p. 212).

En apparence, la condition est moins dure que celle d'Arnold ; mais, en fait, il y a peu d'écart, car le rapport de la self-induction de la bobine à celle du circuit total est forcément très petit, dans la pratique.

Rüdenberg a exposé, dès 1907 ⁽¹⁾, des équations analogues, qu'il a développées plus tard ⁽²⁾. Il aboutit à la même condition que Riebesell, sous la forme suivante :

Pour que l'on puisse être assuré que la tension ne sera pas exagérée, il est nécessaire que la condition :

$$\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_d} < 1 + \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_d}.$$

soit réalisée, $\mathcal{L}_d$ étant la self-induction du circuit dérivé de la dynamo.

Entre Riebesell et Rüdenberg, il y a la différence que, pour adoucir la condition d'Arnold, le premier s'adresse surtout à la self-induction du circuit total et le second à celle des circuits dérivés dans la dynamo même.

Rüdenberg prétend que Mengès s'est trompé dans la résolution de la double équation différentielle ; il indique d'autre part que la self-induction $\mathcal{L}_d$ du circuit dérivé peut être relativement faible et donner, par suite une valeur notable au rapport $\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_d}$; il montre que les conditions de commutation sont plus délicates dans les dynamos multipolaires et que, d'autre part, les connexions équipotentiellles jouent un rôle considérable et éminemment favorable, spécialement lorsque les commutations ne se terminent pas toutes en même temps ; les liaisons électriques des bobines, combinées avec les liaisons magnétiques (induction mutuelle), forment un amortissement considérable aux variations de courant en fin de commutation.

Les remarques de Riebesell et de Rüdenberg sont intéressantes, et concernent des phénomènes qu'on peut appeler secondaires et qui facilitent la commutation aux dépens de la régularité de fonctionnement de la dynamo.

La théorie habituelle est en effet établie en partant de deux conditions initiales, qui ne sont qu'approximativement exactes : qui, dans une dynamo bipolaire, peuvent s'énoncer ainsi :

1° Le courant total $2J$ reste constant ;

2° Le courant J reste constant dans chaque dérivation.

1° Il est évident que si les tensions développées entre lames et balais

(1) Réponse à Arnold et Mengès (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 31 octobre 1907, p. 1073).

(2) *Die Kommutierungsbedingung für Dynamomaschinen*, von Reinhold Rüdenberg (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 22 avril 1909, p. 370, et *Lumière électrique*, 29 mai 1909, t. VI, 2^e série, p. 276).

pendant la commutation sont importantes, la chute de tension sous le balai entraîne une variation concomitante de la tension utile de la dynamo, ce qui amène une variation plus ou moins importante du courant débité dans le circuit extérieur, d'après l'importance de la self-induction du circuit total. Si cette self-induction est très faible, les variations de courant seront importantes et, comme le courant total $2J$ diminuera quand la d. d. p. moyenne sous balai ira en croissant, il en résultera qu'en fin de commutation, le courant à commuter étant très diminué, la commutation en sera facilitée, et la densité de courant finale considérablement diminuée. Cette densité ne peut devenir infinie, entraînant une d. d. p. ϵ_i infinie, qu'avec un courant total nul!

Par suite, le terme complémentaire $\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_c}$ de la condition de Riebesell donnée plus haut :

$$\frac{eT}{\mathcal{L}} \left(1 + \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_c} \right) > 1,$$

ne peut avoir d'importance notable, car il correspond simultanément à une amélioration de la commutation et à une variation du courant total, et cette dernière variation ne peut être admise dans un fonctionnement normal de la dynamo (le courant devenant ainsi ondulé et non continu). D'ailleurs, dans le terme $\mathcal{L}_c$ figure la self-induction de l'induit qui est toujours importante par rapport à $\mathcal{L}$, même quand la self-induction est négligeable dans le reste du circuit.

2° Lorsque la tension ϵ_i devient importante en fin de commutation, par rapport à la f. é. m. normale développée dans une dérivation, le courant J_1 dans la dérivation correspondante tend à diminuer, tandis que le courant J_2 dans la dérivation adverse augmente, la somme $J_1 + J_2$ restant sensiblement constante (remarque 1°).

Ces variations améliorent notablement la commutation, car le courant dans la lame qui quitte le balai est $J_1 + i$, et diminue avec J . La self-induction de chaque dérivation s'oppose à cette variation de J , et l'aide apportée par ces variations à la commutation est représentée par le terme complémentaire qui figure dans la condition de Rudenberg :

$$\frac{eT}{\mathcal{L}} \left(1 + \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_d} \right) > 1,$$

où $\mathcal{L}_d$ est la self-induction de ce que Rudenberg a appelé le *circuit dérivé*.

Comme l'indique Rüdenberg, ce coefficient $\mathcal{L}_d$ comprend seulement les fuites entre les deux dérivation; le courant total dans chaque encoche doit être compté pour zéro, et on ne doit tenir compte que des lignes de

force tendues entre chaque conducteur isolé et pour les tambours bipolaires dentés, ce terme $\mathcal{L}_d$ peut être assez petit ; il serait intéressant de vérifier quelle variation du courant J se produit réellement dans une dynamo de ce genre.

Rudenberg termine en disant que, si la condition classique n'est pas remplie, la densité et la d. d. p. sont infinies : il ne s'en effraye pas outre mesure, remarquant que les fuites se produiront alors par l'isolant ou l'air, ou que les résistances ou les self-inductions varieront avec le temps, évitant ainsi le contre-sens signalé par d'autres auteurs!

De son côté, le professeur Arnold répond à l'objection de Mengès, en signalant la variation rapide de la résistance de contact qui se produit dès qu'apparaissent des étincelles inappréciables.

Que penser de ces assertions? Elles ne sont, comme nous l'avons vu, que des observations secondaires n'expliquant pas du tout le manque d'accord fondamental entre la théorie et la pratique, au sujet de la fameuse condition $\frac{\rho T}{\mathcal{L}} > 1$.

Deux autres opinions ont été également émises, en France cette fois-ci, pour expliquer le paradoxe. M. Latour et Béthenod é mirent l'idée que la capacité entre le balai et la lame pourrait jouer un rôle appréciable, et H. Poincaré, dans un calcul théorique ⁽¹⁾, montra quel serait le rôle d'une capacité de ce genre, réduisant la condition à une valeur beaucoup moins dure, qui pourrait être aisément réalisée dans la plupart des cas.

Toutefois, des expériences seraient nécessaires pour montrer s'il existe vraiment une capacité de ce genre, de valeur appréciable, et nous croyons que ce n'est pas le cas.

Finalement M. Latour fit valoir que la formule par laquelle on calculait la surface du balai en contact avec la lame, en fin de commutation, n'était valable que pour un rectangle dont l'arête soit parfaitement droite et parallèle à l'arête de la lame, condition qui, vu la nature rugueuse du balai, ne pouvait être généralement réalisée qu'avec une très grossière approximation. Si la section utile du balai variait, à la fin de commutation, suivant une certaine loi, par exemple, pour une arête légèrement oblique, ou ne touchant que par quelques points, la résistance de contact en serait profondément modifiée et pourrait permettre de réaliser *automatiquement*, dans beaucoup de cas, la condition $\frac{\rho T}{\mathcal{L}} > 1$, ce qui expliquerait, comme l'a montré J. Béthenod ⁽²⁾, le paradoxe signalé.

(1) *Sur la théorie de la commutation*, par H. Poincaré (*Lumière électrique*, 6 juin 1908, t. II, 2^e série, p. 235).

(2) *Sur la théorie de la commutation*, par J. Béthenod (*Lumière électrique*, 18 juillet 1908, t. III, 2^e série, p. 67).

Parmi les diverses explications proposées, cette dernière est une des plus séduisantes *a priori* ; toutefois on peut lui objecter que l'expérience l'a maintes fois contredite. Une des premières idées qui viennent à l'esprit, en présence de la condition d'Arnold, est en effet d'employer des balais à bords obliques ou taillés en pointe pour augmenter la résistance de contact en fin de commutation : P. Girault, lui-même, dans la fameuse communication où vit le jour l'équation différentielle en discussion ⁽¹⁾, ne proposa-t-il pas lui-même des balais pointus, ou des balais métalliques terminés par une pièce de charbon ?

L'expérience, en montrant l'inutilité de ces dispositifs, nous paraît condamner par le fait même l'explication proposée par J. Béthenod et M. Latour.

Comme conclusion de cette discussion, nous nous croyons fondé à déclarer que les diverses explications proposées n'ont pas résolu le paradoxe, mais ont seulement appelé l'attention sur des conditions secondaires, dont le rôle n'est pas toujours négligeable. Aussi avons-nous fait porter nos recherches expérimentales particulièrement sur l'étude des chutes de tension au contact ; nous avons alors constaté, comme il sera exposé en détail dans les chapitres suivants, que ces chutes de tension suivent une loi toute différente de l'hypothèse admise par les auteurs précédents et tendent rapidement vers une valeur limite très basse, inférieure à 2 volts, dès que la densité de courant dépasse la valeur normale.

Passons maintenant au deuxième point controversé.

2° Rôle et valeur de la self-induction de la bobine commutée : action du champ de l'induit. — Cette question a été traitée par Sumec ⁽²⁾, d'une façon assez complète, en même temps que complexe (il a aussi étudié la question de la densité infinie, mais n'a fait que reproduire les arguments déjà connus).

Beaucoup d'assertions manifestement erronées ont été publiées à ce sujet et, avant le travail d'ensemble de Sumec, les discussions des auteurs étaient plutôt stériles, faute par eux de définir nettement leurs vues et de prêter suffisamment d'attention aux objections de leurs contradicteurs.

Nous avons déjà indiqué les premières conceptions exposées à ce sujet.

Les premières assertions de Mengès sur la commutation à la zone neutre ⁽³⁾ ont amené deux réponses des plus importantes, l'une de Rüdenberg et l'autre d'Arnold.

(1) Société internationale des Electriciens, mai 1898, p. 220, fig. 17 et 18.

(2) *Über den heutigen Stand der Kommutierungstheorie*, von J. Sumec (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 7 et 14 octobre 1909, p. 939 et 972).

(3) Assertions qu'il a résumées un peu plus tard dans le travail que nous avons discuté dans le paragraphe des pôles auxiliaires.

Rüdenberg (1) rappelle que la loi générale de l'induction est exprimée par l'expression $e = - \frac{d\Phi}{dt}$, soit par le fait que la f. é. m. engendrée est à chaque instant la dérivée du flux dans la bobine, sans qu'il y ait à tenir compte des causes de la variation (déplacement ou variation dans le temps) et que la loi du flux coupé n'est exacte que s'il n'existe pas de variations dans le temps, ce qu'oublie nombre d'auteurs en traitant des flux en jeu dans la commutation.

Il prétend que la self-induction de la bobine est plus faible dans la commutation linéaire que dans la commutation quelconque, et ne donne aucune théorie d'ensemble sur la valeur de cette self-induction.

Opinion d'Arnold. — Le professeur Arnold (2), d'accord avec Rüdenberg pour le reste des observations, combat néanmoins cette dernière assertion.

Il rappelle les bases de la nouvelle théorie de la commutation, qu'il a développées dans sa deuxième édition de *la Dynamo à courant continu* (3).

Soit ε_r la tension de réactance, calculée exclusivement d'après la variation du flux de dispersion composé du flux de l'encoche, du flux entre les arêtes supérieures des dents et du flux des connexions frontales.

Soit e_d et e_0 les f. é. m. respectivement engendrées, pendant le déplacement de la section, par le champ transversal de l'induit et le champ inducteur à vide (à excitation constante), la loi de commutation linéaire (ou mieux de commutation par résistance seule) est :

$$e_0 - e_d = \varepsilon_r.$$

En pratique, la tension ε_r est une fonction du temps, qu'il est impossible de compenser rigoureusement par des f. é. m. de la forme $e_0 - e_d$.

Arnold explique qu'il est difficile d'étudier le phénomène dès que l'on s'écarte notablement de ce régime voisin de la commutation linéaire. Dans sa première édition de *la Dynamo à courant continu*, il prenait comme élément expérimental caractéristique de la commutation la tension maximum instantanée développée entre les deux points du collecteur situés à l'entrée et à la sortie du balai, tension qu'on obtient aisément en plaçant deux petits frotteurs en regard de ces points, fermés sur un oscillographe ou sur tout autre appareil analogue (voir plus loin, analyse des recherches expérimentales sur la commutation). Ayant constaté que la valeur maximum de cette tension, qui est une fonction périodique dont

(1) *Ueber die Anschauungen auf denen die Differentialgleichung der Kommutierung beruht*, par R. Rüdenberg (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 26 septembre 1907, p. 957).

(2) Par E. Arnold (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 31 octobre 1907, p. 1072).

(3) *Die Kommutation bei Gleichstrom und Wechselstrom Kommutator maschinen*, von E. Arnold und J. Lacour (*Sammlung Elektrotechnischer Vorträge*, 1906, Band III), et *Die Gleichstrommaschine*, par E. Arnold, 2^e édition, t. I (voir p. 60).

la période est $\frac{T}{p}$ (temps correspondant au déplacement d'une lame) obtenue expérimentalement, était toujours notablement plus grande que la valeur calculée, bien qu'il ait eu soin d'adopter des valeurs plutôt grandes pour l'action mutuelle des bobines voisines, Arnold a adopté dans sa seconde édition, comme élément caractéristique, la valeur moyenne de cette tension, pour laquelle le calcul donne des résultats concordant mieux avec l'expérience.

Dans son ouvrage classique, le professeur Arnold consacre à la théorie proprement dite de la commutation, et au calcul et à la détermination expérimentale des constantes diverses qui entrent en jeu dans le phénomène, non compris l'étude des moyens accessoires d'amélioration de la commutation, six chapitres contenant près de deux cents pages; nous ne le suivrons pas dans cette longue étude, dont l'intérêt principal réside, à notre avis, dans les calculs ou mesures des constantes, et non dans la théorie même, trop compliquée et aboutissant à des formules difficiles à utiliser dans la pratique.

Nous avons déjà signalé qu'elle s'appuie sur une décomposition des courants et des f. é. m. qui n'est pas admissible: rappelons encore qu'elle contient de plus des inexactitudes quant au rôle du champ de l'induit.

A la page 513 du tome I^{er}, Arnold indique que Fischer Hinnen donne dans son ouvrage (*Gleichstrommaschinen*, 1904), comme critérium d'une bonne commutation, une formule de la *tension de réactance effective* analogue à la sienne, mais en faisant intervenir dans la self-induction d'une bobine le flux qui s'échappe de la dent aux pièces polaires ou à la carcasse inductrice.

« Comme, dit-il, le champ de l'induit est fixe dans l'espace et que seul le champ de dispersion varie avec la vitesse de la commutation, le flux en question ne doit pas intervenir dans la formule. »

Cette assertion constitue une grave erreur de la méthode d'Arnold, et, comme nous le montrerons plus loin, c'est ici Fischer Hinnen qui a complètement raison.

Pas d'enroulement raccourci. — Punga ⁽¹⁾ présente en 1909 une intéressante étude sur le *pas d'enroulement raccourci* (bobinage à corde, dit de Swinburne).

Dans la machine à pôles auxiliaires, l'enroulement diamétral est imposé; mais, dans la dynamo sans pôle de commutation, on peut employer l'enroulement à corde raccourcie, ce qui se fait souvent en Amérique, et peu en Europe. On n'observe pas une grande différence dans la commutation, entre l'emploi du bobinage diamétral et celui d'un bobinage

(1) *L'emploi du pas d'enroulement raccourci*, par F. Punga (*Elektrotechnik und Maschinenbau*, 13 juin 1909, et *Lumière électrique*, 31 juillet 1909, t. VII, 2^{me} série, p. 148).

raccourci de 5 à 10 0/0, ce qui s'explique par ce fait que si, d'une part, la f. é. m. induite par le champ de l'armature dans la bobine en commutation est réduite, d'autre part, l'influence amortissante des sections voisines est également diminuée. Par contre, pour des cordes trop raccourcies, la commutation devient mauvaise, parce qu'elle se fait dans des champs à variation trop rapide, aux cornes polaires.

L'auteur émet alors cette idée originale et très intéressante, que l'emploi d'un pas assez fortement raccourci s'impose pour les machines à enroulement de compensation.

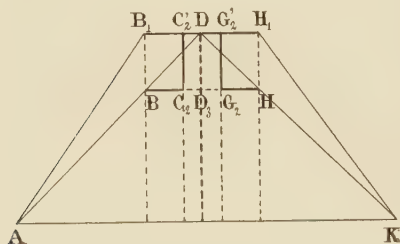


FIG. 22 bis. — Diagrammes de compensation.

Dans la figure 22 bis, le triangle ABDHK représente les ampère-tours d'armature d'une dynamo à bobinage diamétral; les ampère-tours de l'enroulement de compensation constituent forcément un trapèze (puisqu'on ne peut pas en mettre dans l'intervalle interpolaire, place des ampère-tours d'excitation) et pour une compensation exacte à la ligne neutre D, le trapèze doit avoir la forme AB_1DH_1K , avec surcompensation pour tous les autres points.

Avec des pôles auxiliaires, on peut se contenter de compenser exactement dans la zone $C_2 G_2$ (ou de surcompenser légèrement, suivant l'usage courant); on aura alors la répartition $ABC_2C_2'DG_2G_2HK$, avec compensation exacte sous les pièces polaires et à la ligne neutre.

L'emploi de l'enroulement raccourci modifie la répartition des ampère-tours d'armature, en lui donnant une allure trapézoïdale ABD_3HK , et, pour une corde convenable, il pourra y avoir compensation rigoureuse sur tout l'induit, le trapèze ci-dessus représentant à la fois les ampère-tours d'armature et ceux de l'enroulement compensateur; l'auteur prétend que ce système est plus économique que l'enroulement Déri.

Rôle du champ d'induit, d'après Sumec.

Avec Sumec ⁽¹⁾, nous rencontrons enfin une étude plus complète de l'action du champ d'induit dans la commutation; toutefois elle est d'une lecture assez laborieuse.

Réduite à sa partie essentielle, elle contient les résultats suivants :

1° Cas de la commutation linéaire. — Soit β' le nombre de lames couvertes par un balai, et β'' le nombre de bobines court-circuitées. β' peut être entier ou fractionnaire; mettons-le sous la forme $c' + \gamma'$, c' étant

(1) Voir note 2, page 73.

entier et γ' compris entre 0 et 1; β'' est alors égal tantôt à c' , tantôt à $c' + 1$.

En un point fixe par rapport aux balais et à l'inducteur, en dehors de la zone de commutation, la f. m. m. (force magnétomotrice) varie, d'une part, à cause de la rotation, d'autre part, à cause de la commutation.

Soit s_0 l'arc occupé par une bobine à la périphérie de l'induit, s l'arc mesuré à partir d'un point quelconque, $2N_3$ le nombre de conducteurs par bobine, k le nombre d'ampère-fils par centimètre, J le courant d'une dérivation; une rotation ds fait entrer d'un côté kds ampère-fils positifs, et sortir de l'autre côté kds ampère-fils négatifs, si bien que la variation f. m. m. est :

$$2kds = \frac{4N_3J}{s_0} ds.$$

D'autre part, dans les β'' bobines commutées simultanément, le courant varie de $+J$ à $-J$, en un temps T ; pour une commutation linéaire, la variation de f. m. m. est pendant un temps dt :

$$- \frac{2J}{T} \cdot 2N_3\beta'' \cdot dt,$$

et la variation de f. m. m. en un point quelconque fixe, ou de la d. d. p. magnétique entre deux points fixes non situés dans une zone de commutation, est la somme de ces deux expressions, qu'on peut écrire (en remarquant que $ds = \frac{\beta's_0}{T} dt$) :

$$\frac{4N_3J}{s_0} ds - \frac{4J}{T} N_3\beta'' dt = \frac{4N_3J}{T} (\beta' - \beta'') dt.$$

Cette expression est aussi valable entre les deux points limitant de part et d'autre la zone de commutation.

On voit donc que, dans la commutation linéaire, le champ de l'induit subit une variation dans le temps dont la période est $\frac{T}{\beta'}$ (durée du déplacement d'une lame), la vitesse de variation pendant la portion de période :

$$\frac{1 - \gamma'}{\beta'} T \quad \text{est} \quad \frac{1 - \gamma'}{T} \cdot 4N_3J$$

et pendant

$$\gamma' \frac{T}{\beta'} \quad \text{est} \quad \frac{\gamma'}{T} \cdot 4N_3J,$$

et l'amplitude de la variation dans chacun de ces deux sens est :

$$4N_3J \cdot \frac{\gamma'(1 - \gamma')}{\beta'}.$$

Il n'y a pas de variation dans le temps si le nombre de lames couvertes est entier, et ces variations sont faibles dès que le nombre devient notable (trois ou quatre lames) ; pour les collecteurs divisés actuels, cette variation est généralement négligeable.

2° *Cas de la commutation quelconque.* — La question se complique alors du fait que la variation de courant se faisant dans les bobines commutées suivant une loi quelconque, le second terme de la différence ne peut plus être exprimé par la loi simple indiquée ci-dessus.

Sumec considère alors le courant i d'une section (méthode déjà vue), comme la somme du courant de commutation linéaire i_k et d'un courant additionnel i_z ,

On peut laisser de côté les variations dues à la nature non entière de β' et ne s'occuper que de celles qui sont dues à ce courant i_z , dont la valeur est souvent notable.

Il calcule alors la f. é. m. produite dans la section, comme provenant, partie de la rotation de l'armature dans le champ résultant constitué par la combinaison du champ de l'inducteur et du champ de l'induit pour la commutation linéaire, lequel est fixe dans l'espace et dans le temps, aux oscillations près étudiées plus haut et reconnues négligeables, partie de la variation du champ dans le temps due à l'action des ampère-fils du courant additionnel.

Pour calculer ces variations dans le temps, l'auteur fait l'hypothèse (évidemment des plus risquées) que les courants sont en phase dans les bobines commutées. Nous ne le suivrons pas dans ces calculs, compliqués autant qu'artificiels et nous concluons de cette étude que, si l'auteur a rendu service en appelant l'attention sur l'importance des variations du champ dans la commutation quelconque, il a eu le tort d'employer une décomposition fictive et une hypothèse inexacte, ce qui ne lui a pas permis de solutionner le problème d'une façon satisfaisante.

Nous montrerons plus loin comment, pour notre part, nous envisageons l'action de l'induit, et arrêtons là notre revue des études générales ayant précédé nos essais (commencement de 1910).

CHAPITRE III

BIBLIOGRAPHIE CRITIQUE DE LA COMMUTATION (fin) : RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA COMMUTATION ET PUBLICATIONS RÉCENTES

1° RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA COMMUTATION

Premiers travaux : Everett et Peake ; Allen. — Les premières recherches expérimentales sont dues à Everett et Peake, en 1898.

Dans une première série, ces auteurs ⁽¹⁾ ont opéré sur une dynamo bipolaire Crompton, à induit en anneau, donnant 45 A sous 110 V à 1610 t/m. L'armature comportait 60 sections de 6 spires, d'une résistance individuelle de 0,008 ohm ; elle avait un diamètre extérieur de 19,7 cm et une section de fer de 77,5 cm², le collecteur 60 lames de 5,6 mm avec des micas de 0,8 mm.

Sur le collecteur étaient placés un balai négatif ordinaire couvrant une lame et quart, et un balai positif spécial, constitué (*fig. 23*) par deux lamelles de cuivre de 0,9 mm d'épaisseur et de 4 cm de largeur séparées par une flaque de fibre, à une distance d'une lame de collecteur et reliées entre elles par une résistance ABC de 0,007 ohm ; le conducteur positif était connecté au milieu C de cette résistance.

Les auteurs ont étudié le courant de court-circuit dans la section, en prenant, par points, la d. d. p. entre les points A et B, par la méthode de Joubert (avec condensateurs, et galvanomètre balistique), la seule

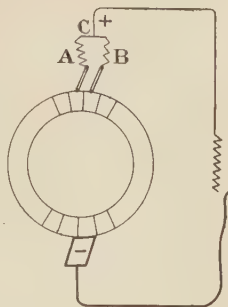


FIG. 23. — Dispositif d'essais d'Everett et Peake.

(1) *Recherches expérimentales sur la commutation dans les dynamos et les moteurs*, par W.-H. Everett et A.-H. Peake (*The Electrician*, 22 avril 1898, p. 861, et *Eclairage électrique*, 20 août 1898, t. XVI, p. 337).

dont on disposait pour les relevés de ce genre avant l'invention des oscillographes.

La résistance au contact des deux lamelles en série était 0,0022 ohm.

Ils ont ainsi constaté (dans des conditions évidemment spéciales) l'influence de l'intensité débitée, de l'excitation et du décalage des balais.

Dans une deuxième série d'essais, à la fin de la même année ⁽¹⁾, Everett et Peake, utilisant une dynamo Crompton de même puissance, ont employé une bobine d'épreuve en fil fin, enroulée côte à côte avec une section d'armature et étudié, par la même méthode de Joubert, la tension induite dans la bobine d'essai; ils ont successivement pris le balai spécial des essais précédents, un balai ordinaire de même largeur et un balai ordinaire un peu plus large, couvrant une lame et un tiers.

La tension induite donnait la forme du champ; les auteurs ont constaté que les courbes obtenues étaient sensiblement les mêmes pour le balai spécial et le balai ordinaire de même largeur.

Ils ont fait les remarques principales suivantes :

Le champ inducteur (il s'agit du champ résultant) est affecté par la variation du courant dans la section en court-circuit, et l'effet est répété à des intervalles réguliers égaux à la durée de passage d'une lame, comme le montrent les courbes en feston obtenues en portant en abscisse le déplacement de la lame et en ordonnée la f. é. m. induite dans la bobine d'essai. Quand les balais ne sont pas dans la position de marche sans étincelles, les variations de la tension induite aux points où le balai quitte les lames sont très rapides : la tension en ces points s'abaisse ou s'élève, suivant que les balais sont trop en arrière ou trop en avant (dans un moteur).

Pour un balai d'épaisseur faible, les ondulations sont beaucoup plus prononcées à forte charge qu'à faible charge, avec un écart moindre dans la dynamo que dans le moteur; pour les balais larges, les courbes sont beaucoup moins ondulées, ce qui est spécialement sensible aux fortes charges.

Ces résultats d'essais mettent nettement en évidence l'effet de la f. é. m. de commutation sur le courant de court-circuit et l'action amortissante d'une seconde section commutée simultanément avec la première.

Toutefois, il faut remarquer que la f. é. m. induite dans la section ne donne pas une mesure exacte de la répartition du champ résultant, car ce champ est variable dans le temps, la période de variation étant la durée du déplacement d'une lame; les ondulations de la f. é. m. pro-

⁽¹⁾ *Effets de la commutation sur le champ inducteur des dynamos et moteurs*, par W.-H. Everett et A.-H. Peake (*The Electrician*, 30 décembre 1898, p. 328, et *Eclairage électrique*, 29 avril 1899, t. XIX, p. 141).

viennent plus de la variation dans le temps que de la répartition dans l'espace.

Entre les deux séries de recherches de MM. Everett et Peake, se place ⁽¹⁾ un travail de H.-N. Allen.

En dehors d'une étude de la commutation par l'emploi d'une bobine auxiliaire, procédé qu'il semble avoir employé le premier, quelques mois avant les recherches analogues que nous venons de décrire, l'auteur s'est surtout préoccupé de mesurer expérimentalement la self-induction d'une bobine d'armature dans diverses conditions.

Il a effectué ces mesures de deux façons : au moyen de courants alternatifs et par l'emploi du secohmmètre avec pont de Wheatstone.

Les essais ont porté sur des sections spéciales intercalées dans une armature, ou montées à part sur un tambour de mêmes dimensions, les unes larges, d'autres étroites, une en spire unique de fil carré et une en spire unique de fil rectangulaire.

L'auteur a également opéré à diverses fréquences, en disposant la section à la ligne neutre et en d'autres positions, avec enroulement inducteur ouvert ou fermé en court-circuit, avec inducteur enlevé, et même avec bobine enroulée sans fer : il a comparé aussi la section anneau avec la section tambour.

Citons, comme résultats les plus intéressants, les suivants :

Pour une section à la ligne neutre et un enroulement inducteur ouvert, la self-induction diminue quand la fréquence croît (ce qui s'explique par l'étouffement de plus en plus important du flux, sous l'action des courants de Foucault développés dans le métal des inducteurs).

La self-induction est notablement plus faible (de $1/2$ à $2/3$) quand l'enroulement inducteur est en court-circuit, mais elle est alors indépendante de la fréquence ; la self-induction par spire est sensiblement la même pour les sections de plusieurs spires à enroulement serré et pour les sections à spire unique, à fil carré ou rectangulaire.

La self-induction d'une spire tambour (relativement allongée) représente environ les deux tiers de la double spire d'anneau correspondante.

On peut faire ces mesures sur une dynamo sans déconnecter les sections des lames, la dérivation constituée par toutes les sections autres que celle qui est soumise à l'essai, présentant une impédance tellement plus grande qu'on peut négliger le courant qui y passe.

Les mesures au secohmmètre ont donné les mêmes résultats que les mesures à la fréquence la plus élevée, soit 200 cycles par seconde.

Nous avons repris nous-mêmes les essais de H.-N. Allen sur une dynamo

⁽¹⁾ *Commutation sans étincelles dans les dynamos*, par H.-N. Allen (*Journal of the Institution of Electrical Engineers*, avril 1898, et *Eclairage électrique*, 17 septembre 1898, t. XVI, p. 513).

Rechniewski, à circuit inducteur feuilleté, et nous avons trouvé des résultats analogues (voir ch. VIII, p. 272). Nous avons de plus comparé ces résultats à ceux que donne l'étude des flux à travers les diverses sections d'un induit alimenté par ses balais en courant alternatif, et cette comparaison s'est montrée très instructive, au point de vue de l'établissement du rôle véritable des flux de l'induit dans la commutation.

Essais d'Arnold et de Czeija. — En 1903, paraît une intéressante étude expérimentale de la commutation ⁽¹⁾ par le professeur Arnold et ses élèves, en particulier K. Czeija.

Arnold s'appuie tout spécialement sur les recherches de Mac Kahn (voir plus haut, p. 36), d'après lesquelles la résistance de contact spécifique en régime variable ρ_x et la d. d. p. de contact ε_x correspondant à une densité instantanée j_x et une densité efficace j_{eff} peuvent être mises sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} \rho_x &= \frac{e_2}{j_x} + \frac{e_1}{j_{\text{eff}}} = \frac{e_2}{j_x} + \rho_1 \\ \varepsilon_x &= e_2 + \rho_1 j_x \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

e_2 et e_1 étant des d. d. p. constantes caractéristiques du balai utilisé.

Si on considère un balai couvrant un assez grand nombre de lames β' , la densité de courant varie à la fois dans l'espace et dans le temps, le long du balai ; en un point du balai, situé à une distance de l'arête d'entrée définie par le rapport x de cette distance à la longueur totale du balai, la densité de courant j_x varie dans le temps, suivant la position des lames, la période de la variation étant $\frac{T}{\beta'}$; si le nombre de lames couvertes β' est grand, la variation instantanée de la densité locale est faible et on peut considérer cette densité locale comme constante ⁽²⁾ et égale à la valeur moyenne j ; j n'est plus alors fonction que de la position sous le balai, définie par la variable x .

On ne peut relever expérimentalement la répartition de la densité locale moyenne j sous le balai, mais en disposant un frotteur très étroit sur le collecteur à hauteur du point considéré et un millivoltmètre entre ce frotteur et le point M du balai, on obtiendra la d. d. p. moyenne ε

⁽¹⁾ *Experimentelle Untersuchung der Kommutationsvorgänge in Gleichstrommaschinen*, von Karl Czeija (Stuttgart, 1903), et *Contribution à l'étude expérimentale des dynamos*, par E. Arnold, communication au Verein der deutschen Elektrotechniker, à Mannheim (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 18 juin 1903, p. 469, analysée par nous dans *Eclairage électrique*, 11 décembre 1903, t. XXXVII, p. 453).

⁽²⁾ Dans le cas de variation brusque du courant en fin de commutation, cette hypothèse n'est vraiment plus admissible, ce qui explique les discordances entre les résultats de la méthode d'Arnold et la réalité dans les cas de commutation médiocre ou mauvaise.

entre le balai et le collecteur en ce point, et en déplaçant successivement le frotteur en face du balai, on relèvera la courbe de la d. d. p. locale ε sous le balai.

Si, comme le fait Arnold, on applique à cette d. d. p. locale ε la loi de variation en fonction de la densité locale j , trouvée par Kahn pour une alimentation de balai sur bague par des courants alternatifs ⁽¹⁾, il est facile de déduire de la loi des d. d. p. locales celle des densités locales; on a en effet :

$$\varepsilon = e_2 + \rho_1 j,$$

d'où :

$$j = \frac{\varepsilon - e_2}{\rho_1}; \quad (2)$$

avec :

$$\rho_1 = \frac{e_1}{j_{\text{eff}}}.$$

j_{eff} étant ici la densité efficace sous le balai, définie par la loi (σ , surface du balai) :

$$j_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{\sigma} \int_0^{\sigma} j^2 dx}. \quad (3)$$

Arnold appelle facteur de forme le quotient

$$\lambda = \frac{j_{\text{eff}}}{j_{\text{moyen}}},$$

c'est ici :

$$\lambda = j_{\text{eff}} \frac{\sigma}{2J}.$$

La relation 2 montre alors que la courbe de la densité locale moyenne n'est autre que la courbe de la d. d. p. locale moyenne, après déplacement de l'axe des x de la quantité e_2 vers le haut et avec l'emploi d'une échelle ρ_1 fois plus grande.

On peut alors calculer la loi de variation dans le temps du courant de court-circuit, en prenant cette fois $x = \frac{t}{T}$, en remarquant que la courbe représentative est l'intégrale de la courbe de la densité locale moyenne. On a en effet, pour ce courant i ,

$$i = J - \sigma \int_0^x j dx. \quad (4)$$

⁽¹⁾ C'est une deuxième hypothèse évidemment très risquée, car la loi de Kahn s'appliquait à une variation de la densité dans le temps avec répartition locale uniforme, tandis qu'ici il s'agit d'une répartition variable localement; les deux cas sont des plus différents.

D'autre part (travaux de Czeija), on peut déterminer directement ce courant i en mesurant par points (méthode de Joubert) la d. d. p. aux bornes d'une petite résistance (0,002 ohm), intercalée au moyen de bagues dans la section, et il sera très intéressant de comparer les résultats obtenus des deux façons.

Les deux auteurs ont relevé un grand nombre de ces courbes, des deux espèces, sur une petite dynamo de 10 kilowatts, tournant effectivement à 300 t/m, au lieu de la valeur normale 800 t/m, avec une excitation indépendante de 3 ampères; l'armature en tambour comportait 48 sections de 2 spires dans 48 encoches, et le plateau du commutateur était gradué en 720 divisions; ils ont mis en évidence le rôle des balais de cuivre et de charbon (X du Carbone) (pour le balai X, $e_2 = 0,22$ volt et $e_1 = 0,45$ volt); et celui du champ de commutation, le champ inducteur ayant été relevé par la mesure de la tension induite entre deux lames, par le même procédé. Ils donnent de nombreuses courbes de commutation accélérée et ralentie, avec sous et sur-commutation, etc., trouvant une bonne concordance entre les courbes calculées et observées du courant dans la section pour les balais de cuivre, mais de gros écarts pour les balais de charbon.

Le professeur Arnold appelle l'attention sur les résultats qu'on peut tirer d'essais de commutation effectués sur une *dynamo en court-circuit*. Si on néglige le champ inducteur et qu'on fasse débiter à la dynamo le courant normal en court-circuit, la tension en jeu dans la section sera :

$$e_q + e_s - Ri,$$

dans le sens du courant avant commutation, e_q étant la f. é. m. due au champ de l'induit ⁽¹⁾ et e_s la f. é. m. de self-induction. Le calage des balais pour la charge normale doit produire une f. é. m. e_k égale et opposée à cette valeur; si on cale les balais à la position de demi-charge, la f. é. m. de commutation sera seulement :

$$e_k = -\frac{1}{2}(e_q + e_s - Ri),$$

et par suite la tension en jeu dans la section en commutation d'une dynamo à charge normale avec balais calés dans la position de demi-charge, sera la même que si on faisait débiter à la dynamo, avec le même calage, le demi-courant normal en court-circuit : d'où le moyen de reconnaître par un essai en court-circuit, et par suite sans dépense d'énergie, la façon dont la dynamo se comportera en charge normale.

(1) Voir plus haut les observations déjà faites sur l'inexactitude de cette conception, ce qui enlève forcément une grande partie de sa valeur à la méthode que l'auteur en déduit.

En terminant, l'auteur étudie sommairement la tension entre l'arête du balai et le collecteur, tension ϵ , qu'il appelle tension d'étincelles, et il indique, dès ce moment, que les étincelles apparaissent au-dessus de 0,15 à 0,25 volt pour les balais de cuivre, et de 1,8 à 2,5 volts pour les balais X du Carbone.

Recherches d'Iliovici. — A peu près au moment de la publication de ces recherches d'Arnold, Iliovici entreprenait au Laboratoire central d'Électricité de la rue de Staël, à Paris, des recherches analogues.

Dans une première note ⁽¹⁾, Iliovici indiquait comme moyen d'étudier la variation du courant de court-circuit l'emploi d'une bobine auxiliaire en fil fin intercalée aussi exactement que possible entre les spires de la bobine à étudier, contenant le même nombre de conducteurs et embrassant le même flux, avec relevé, par la méthode de Joubert, de la tension entre les extrémités libres de la bobine d'essai et de la bobine réelle, montées en opposition par l'autre extrémité : la tension ainsi relevée donnait le produit Ri et par suite R étant connu, directement le courant cherché. Il se proposait de comparer cette méthode avec celle qui consiste à relever la tension entre les extrémités d'une résistance ohmique intercalée au moyen de bagues dans la section et faisait remarquer que cette dernière méthode (utilisée par Czeija, comme nous venons de le voir) risquait de modifier les conditions de la commutation, à moins que les autres sections ne soient munies d'une résistance supplémentaire équivalente (précaution que Czeija semble avoir omise dans ses essais).

Dans une deuxième note ⁽²⁾, Iliovici signale les lois de variation à étudier dans la commutation : 1° courant de court-circuit de la section par les deux méthodes ci-dessus décrites ; 2° f. é. m. induite dans la section par la méthode de Joubert appliquée à la bobine auxiliaire ; 3° variation de la tension entre un balai et une lame, par la méthode de Joubert, entre un frotteur sur bague reliée à la lame et le balai ; 4° distribution de la chute de tension sous le balai, en prenant la tension entre un frotteur placé successivement à hauteur des différents points du balai et le balai.

Mais c'est l'année suivante ⁽³⁾ seulement que l'auteur publie les résultats détaillés de ses recherches. Elles se différencient principalement de

(1) *Sur une méthode de mesure de la variation du courant de court-circuit d'une bobine pendant la durée de la commutation dans une dynamo à courant continu*, par Iliovici (*Comptes Rendus*, t. CXXXVI, p. 1545-1546, et *Eclairage électrique*, 18 juillet 1903, t. XXXVI, p. 113).

(2) *Essais sur la commutation dans les dynamos à courant continu*, par Iliovici (*Comptes Rendus*, t. CXXXVII, p. 179-182, et *Eclairage électrique*, 15 août 1903, t. XXXVI, p. 277).

(3) *Recherches sur la commutation dans les dynamos à courant continu*, par Iliovici (communication à la Société internationale des Electriciens, le 6 juillet 1904 : *Bulletin*, p. 469).

celles de Czeija en ce que l'auteur a ici étudié, par la méthode de Joubert et non au millivoltmètre, les tensions entre lame et balai ; il a par suite obtenu la loi de leurs variations dans le temps et non des moyennes seulement, ce qui est beaucoup plus important ; il a d'ailleurs opéré avec un balai couvrant un peu plus de deux lames seulement.

Sa façon de procéder lui a permis de reconnaître la grande importance de la variation finale du courant dans la commutation, d'où il a conclu à une importante action de la self-induction par rapport à la réaction d'induit. Il a aussi remarqué que le potentiel était le même tout le long d'un balai et qu'on pouvait choisir n'importe quel point du balai pour les relevés de tension entre lame et balai.

Sans faire l'hypothèse rigide d'une d. d. p. de contact variant suivant une loi linéaire en fonction de la densité de courant j , il montre enfin que pourvu que ladite d. d. p. soit une fonction croissante de j , les courbes de tension relevées sont des plus intéressantes pour donner des indications sur le court-circuit, au moins qualitativement.

Pour nous, nous pensons avec Ilievici que les valeurs moyennes relevées par Czeija sont des renseignements insuffisants et qu'il faut absolument étudier les valeurs instantanées ; la méthode de Joubert était malheureusement des plus pénibles et des plus longues, et c'est seulement par l'application des oscillographes ou rhéographes qu'il sera possible d'arriver à des études abordables de ce phénomène si complexe.

Deuxième série d'essais par Arnold. — Arnold, aidé de ses élèves, les ingénieurs Pollack, Pfiffner et Jordan, a repris les recherches de Czeija en relevant cette fois les valeurs instantanées en même temps que les valeurs moyennes, dans des essais qui ont duré près de trois ans ⁽¹⁾.

Il a utilisé un contacteur spécial (*Kontaktgeber*), disposé pour donner des contacts d'une durée réduite à $1/30000$ de seconde, avec la méthode de Joubert, et de plus un oscillographe de Duddell ; quelques mesures de tension moyenne ont aussi été effectuées.

Les essais ont porté successivement sur deux dynamos, toutes les deux munies de pôles auxiliaires faciles à enlever, avec et sans ces pôles auxiliaires :

Dynamo 1 : bipolaire, induit en tambour, avec résistance de 0,02 ohm intercalée dans la section (dont la résistance même était de 0,023 ohm), et même résistance de 0,02 Ω dans la connexion entre section et lame, les extrémités de ces deux résistances reliées à des bagues. Des résistances égales étaient placées dans les connexions voisines, mais non dans

⁽¹⁾ *Experimentelle Untersuchung der Kommutation bei Gleichstrommaschinen*, par E. Arnold, publié dans le recueil *Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut zu Karlsruhe* (1908-1909), Julius Springer, à Berlin (1909).

les autres sections. Nombre de sections : 45, à trois spires, réparties dans 45 encoches à raison de deux demi-sections par encoche; entrefer des pôles principaux et auxiliaires : 2 mm.

Dynamo 2 : tétrapolaire, avec enroulement série, à deux lignes de balais seulement, 99 sections dans 33 encoches; 3 spires par section, 4 pôles auxiliaires d'entrefer, 5 mm; entrefer principal, 2 mm.

Des résistances étaient intercalées dans les trois sections d'une encoche, légèrement différentes les unes des autres, avec liaison des extrémités à des bagues.

Dans les essais sur la dynamo bipolaire, l'auteur a relevé : 1° la tension locale moyenne entre différents points fixes dans l'espace, du collecteur et le balai (courbes de Czeija); 2° la tension locale instantanée entre collecteur et balai avec le contacteur; 3° la valeur instantanée du courant d'une bobine avec le contacteur et avec l'oscillographe; 4° le courant instantané dans une lame (*id.*); 5° les courbes de champ, au moyen d'une bobine d'essai ajoutée dans une paire d'encoches; 6° les valeurs instantanées de la *tension de court-circuit*, ou tension entre deux frotteurs placés sur le collecteur aux arêtes d'entrée et de sortie du balai (contacteur).

L'emploi du contacteur donnait des courbes à plus grande échelle que l'oscillographe : malgré tout, étant donné les allures capricieuses des phénomènes de contact et les variations très rapides qui se produisent dans certains cas, il nous semble que l'oscillographe est plus sûr.

Comme résultats de ces essais, où le balai couvrait une lame et demie, l'auteur a constaté que les courbes de courant de court-circuit relevées directement ne coïncidaient pas du tout avec les mêmes courbes déduites de la d. d. p. locale moyenne de contact, en passant par la courbe de densité locale moyenne, comme il a été expliqué lors des essais de Czeija, et que l'écart était d'autant plus grand que la commutation s'écartait davantage de l'allure linéaire; on peut tout au plus voir, par l'observation de cette d. d. p. locale moyenne de contact, s'il y a sur ou sous-commutation.

C'est évidemment regrettable, car le relevé au millivoltmètre de la d. d. p. locale moyenne sous le balai est facile à exécuter et donnerait un critérium commode de la commutation.

On peut procéder inversement : de la courbe du courant i dans la section, relevée expérimentalement, en supposant cette courbe semblable pour toutes les sections, déduire le courant instantané dans une lame pendant son déplacement (voir p. 5 à 8), et par suite en tenant compte pour les extrémités du balai de la surface occupée par le balai) la densité locale instantanée en chaque point du balai et sa valeur moyenne (la période correspondant au déplacement d'une lame); on

peut alors comparer cette courbe à la d. d. p. locale moyenne relevée expérimentalement. En opérant ainsi, on se rend compte de ce que les valeurs moyennes, tant de la d. d. p. que de la densité locales, n'ont une signification intéressante que si elles ne s'écartent pas trop des valeurs instantanées, ce qui n'est pas le cas dans les commutations très différentes de l'allure linéaire.

Dans beaucoup d'essais, avec balai de 16,5 mm, couvrant une lame et demie, Arnold a constaté que, malgré de grandes d. d. p. de contact à l'arête de sortie, la densité de courant était très petite; il attribue ce résultat à ce que, au voisinage de la limite des étincelles, il y aurait une grande augmentation de la résistance de contact; et pour montrer qu'il ne s'agit pas d'un mauvais contact, il a fait des essais avec des balais divisés longitudinalement en trois parties, montées dans des porte-balais indépendants, qui rodés avec soin, comme le premier, ont donné des résultats analogues.

Cette assertion de l'accroissement considérable de la résistance de contact au voisinage de la limite d'étincelles revient souvent dans les travaux de l'Ecole d'Arnold et sert à justifier la fameuse condition $\frac{eT}{\Sigma} > 1$, comme nous l'avons déjà vu; nous montrerons dans nos essais qu'elle n'existe pas, mais qu'il s'agit seulement de mauvais contacts et d'étincelles petites dissimulées sous le balai.

Arnold a de même observé que la durée réelle de la commutation est la plupart du temps beaucoup plus courte que la durée de passage sous le balai; les oscillogrammes qu'il a donnés manifestent au plus haut point cette propriété, en montrant des commutations réelles extrêmement courtes, presque instantanées; ces résultats proviennent de l'irrégularité des contacts sous les balais de charbon dans la marche industrielle: nous verrons, en effet, combien il est difficile de faire toucher un balai tout le long de son parcours.

Citons encore quelques autres résultats.

Avec pôles auxiliaires, l'auteur a obtenu des courbes à forte surcommutation, sans étincelle, d'où il déduit justement que la courbe du courant de court-circuit ne peut à elle seule servir de critérium pour la commutation.

Il a également remarqué que dans certaines conditions de crachement, une partie du balai devenait *mate*, là où se produisaient les étincelles, et que la résistance de contact augmentait brusquement en passant de la zone restée brillante à la zone *mate*; ces phénomènes seront étudiés plus en détail par Jordan, puis par nous.

Ayant donné dans son ouvrage sur la *Dynamo*, déjà cité plusieurs fois, comme critérium d'une bonne commutation, d'abord la tension maxi-

mun, puis la tension moyenne de court-circuit, l'auteur a relevé, au contacteur, quelques exemples de cette courbe : il a également étudié les courbes de champ et reconnu l'action importante des pulsations dues aux courants de court-circuit.

Nous n'insisterons pas sur les essais faits avec la dynamo 2, dans laquelle les mêmes phénomènes se sont manifestés, avec en plus des complications dues à l'enroulement série ; la dynamo crachait, en effet, avec balais à la ligne neutre, à vide, et se comportait mieux en charge.

Importantes recherches oscillographiques de Jordan. — Les travaux d'Arnold ont été repris par son élève, l'ingénieur Jordan ⁽¹⁾, par la méthode oscillographique exclusivement.

Nous n'avons eu connaissance des recherches de Jordan que lorsque nous étions déjà avancé dans nos propres essais : comme les deux travaux se complètent et s'expliquent en divers points, nous allons analyser en détail cette importante notice, avec les remarques qu'elle nous a suggérées en particulier sur certaines interprétations qui nous paraissent inexactes.

Jordan s'est spécialement proposé d'étudier la variation de la *d. d. p. au contact* ou *tension de passage* dans les balais de charbon, la répartition des pertes d'énergie, et en même temps la façon de se comporter de ces balais dans le fonctionnement sans et avec étincelles. Dans le but d'éliminer l'action de la denture, il a opéré avec un induit bipolaire, *en anneau lisse*, muni de pôles de commutation amovibles. Le collecteur comportait 56 sections de 4 spires, les lames ayant 7,7 mm et l'isolant 0,7 mm de largeur.

Dans deux sections diamétralement opposées, de résistance égale à 6,47 mΩ (millièmes d'ohm) étaient intercalées des résistances de 7,4 mΩ : les résistances des connexions au collecteur étaient toutes égales à 11,4 mΩ ; l'oscillographe absorbait un courant maximum de 0,08 A : l'auteur n'ayant constaté aucune différence entre les sections munies ou non de la résistance supplémentaire ne s'est pas préoccupé davantage de la modification qu'elle pouvait apporter. (Il est à remarquer à ce sujet que la résistance agissant dans la section est la somme :

$$2 \times 11,4 + 6,47 = 29,37 \text{ m}\Omega,$$

près de laquelle la résistance de 7,4 mΩ représente environ le quart.)

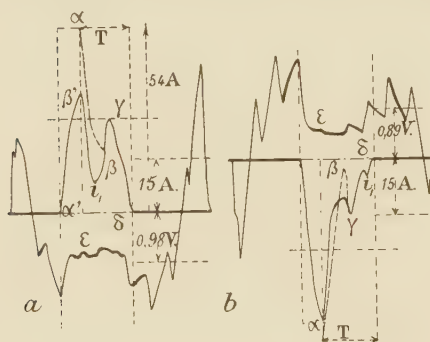
L'auteur utilisait des balais demi-durs (marque L.-C. du Carbone)

⁽¹⁾ *Experimentelle Untersuchung der Kommutation, mit besonderer Berücksichtigung der Aenderung der Uebergangsspannung und der Verteilung des Energieverlustes zwischen Commutator und Bürste*, von Fr. Jordan (Frankfurt-am-Main), publié dans *Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut zu Karlsruhe* (1908-1909), déjà cité.

d'une longueur de 20 mm. couvrant par suite $\frac{20}{8,4} = 2,38$ lames: il a relevé concurremment deux courbes: le *courant dans une lame i_1* et la *d. d. p. entre cette lame et le balai ε* , et il se servait d'un contacteur pour marquer le commencement et la fin du contact de la lame avec le balai.

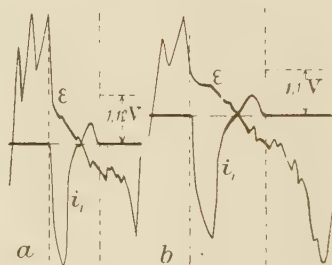
Le produit des deux courbes εi_1 représente à chaque instant la perte de puissance au contact de la lame et du balai: l'aspect de la courbe i_1 permet de reconnaître s'il y a surcommutation ou non, etc.; elle donne également la densité de courant (voir ch. 1^{er}, p. 5 à 10), mais elle ne donne pas aussi nettement que la courbe du courant de section, l'allure de la commutation dans la partie médiane.

La figure 24 reproduit la figure 7 du mémoire de Jordan, correspondant à une commutation peu différente de l'allure linéaire. L'intervalle



(FIG. 7 de Jordan)

2 balais par ligne; pôles auxiliaires en série avec l'induit; $\sigma = 11,38 \text{ cm}^2$; $2J = 54,2$; $a\beta\gamma\delta$, courant dans une bobine.



(FIG. 11 de Jordan)

2 balais par ligne; 92A dans le pôle auxiliaire; $2J = 60,8 \text{ A}$.

FIG 24 et 25. — Tension de contact ε et courant dans une lame i (a , balai —; b , balai +), $E = 100 \text{ V}$; vitesse 4.000 t/m.

compris entre les deux raies verticales extrêmes comprend non seulement le temps T d'une commutation, mais en plus le temps $\frac{T}{\beta}$ du passage d'une lame; nous avons marqué sur la figure le temps T de la commutation pour la section dont la lame considérée est l'extrémité avant dans le sens du mouvement (lame 1 des figures du chapitre 1^{er}), et tracé en pointillé le courant dans cette section; $\alpha\beta$ n'est autre que la portion $\alpha'\beta'$ renversée et déplacée, $\gamma\delta$ coïncide avec la portion finale de i_1 ; il n'y a à tracer à part que la portion $\beta\gamma$ correspondante à 0,38 lame, par le procédé du chapitre 1^{er}, page 7, ce qui est difficile ici, vu la petitesse du cliché.

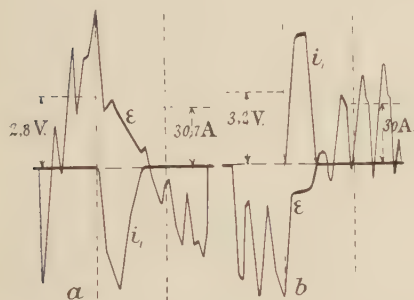
L'auteur attribue la différence des deux clichés a et b , balais — et +,

à l'inégalité des résistances de contact des deux polarités de balais : en réalité, elle est due surtout à ce que le champ à l'entrée est plus grand dans le balai positif (20,5 au lieu de 16,5), d'où une commutation nettement plus accélérée dans ce balai $+$; d'autre part, les contacts varient tant d'un exemple à l'autre qu'il est impossible de tirer des conclusions d'un seul cliché.

La figure 25 correspond à une surcommutation très accentuée (les ampère-tours des pôles auxiliaires ont été augmentés de 50 0 0) : on remarque que les courbes ε et i_l se coupent sur l'axe des temps, comme il fallait s'y attendre.

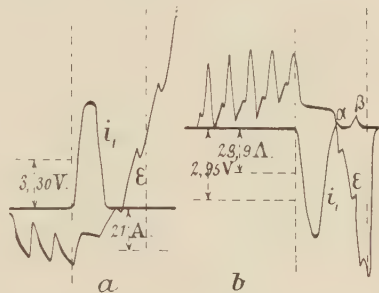
On peut noter que certaines des courbes ε présentent, aux environs de la zone de commutation, des oscillations très accentuées ; ces oscillations proviennent des pulsations du courant, mais certaines d'entre elles sont probablement dues aussi à une cause accidentelle dans le dispositif de mesure.

Déduisant des courbes ε et i_l les densités de courant et les résistances spécifiques de contact par le quotient $\frac{\varepsilon}{j}$, l'auteur trouve que cette résistance de contact varie considérablement sous le balai.



(FIG. 12 de Jordan)

102 A dans les pôles auxiliaires ; $2J = 60,8$ A.



(FIG. 21 de Jordan)

1 seul balai, $\sigma = 5,85$ cm² ; décalage en avant 27°,5.

Balais teintés et mats ; lames attaquées.

Fig. 26 et 28. — Tension de contact ε et courant de lame i_l
(a, balai $-$; b, balai $+$).

Il indique même que ce quotient perd toute signification dans certains cas, tel que dans la figure 26 (cliché 12 du mémoire Jordan), où le courant est nul dans la lame pendant une grande partie de la période finale, alors que la d. d. p. ε garde une valeur finie. Ce cliché correspond à une très forte surcommutation apparente, puisque les ampère-tours des pôles auxiliaires ont été majorés de 68 0 0. L'auteur s'exprime ainsi (p. 255) : « Si l'on accélère encore la commutation en accroissant l'exci-

tation des pôles auxiliaires, on n'obtient pas une production de courants additionnels, mais il s'établit ce fait remarquable de l'élévation apparente de la résistance de contact, qui a pour résultat la coupure de la lame sans courant. »

En réalité, il n'y a là rien de mystérieux, le balai ne touche plus, et la tension enregistrée est la f. é. m. induite dans la section : il n'y a plus courant, parce qu'il n'y a plus contact.

La figure 23 est bien une surcommutation, la figure 26 est une commutation accélérée et raccourcie.

Il arrive très souvent que les balais ne touchent plus à la sortie, surtout quand il s'agit de porte-balais à glissière, où, comme l'auteur lui-même l'explique, le frottement fait tourner le balai en appuyant davantage l'arête d'entrée et en soulevant l'arête de sortie.

(Nous avons longuement étudié ces variations de contact, qui seront expliquées en détail plus tard.)

S'il y avait une d. d. p. importante, le courant passerait peut-être par petite étincelle dissimulée ; mais, comme ce n'est pas le cas, cette partie du balai reste inerte.

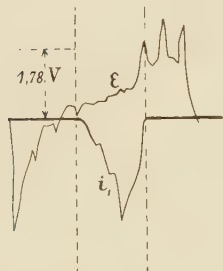
La figure 27 se rapporte à une commutation à faible densité moyenne

($3,2 \text{ A/cm}^2$), à la ligne neutre, sans pôles auxiliaires ; elle a l'allure que nous retrouverons souvent dans nos essais, renversement lent d'abord et se terminant rapidement à la fin ; les dents de la courbe i_1 tiennent aux actions mutuelles sur la section suivante des sections où le courant se renverse brusquement.

L'auteur étudie ensuite le fonctionnement des balais de charbon dans la marche avec étincelles et il présente une série d'observations très intéressantes que nous avons également relevées de notre côté, dans notre méthode spéciale d'essai ; toutefois nos conclusions, souvent communes, diffèrent sur certains points.

Nous insistons un peu sur cette partie, parce qu'elle se retrouvera dans notre travail et que nous serons dans la possibilité d'en expliquer certaines particularités.

L'auteur commence par déclarer qu'il résulte de ses essais que la condition primordiale de production des étincelles réside dans la d. d. p. ou tension au contact, et non dans la densité de courant ou même d'énergie, ce qui nous semble d'accord avec nos observations ; par contre, il ajoute que l'étincelle, forcément limitée au temps de passage de l'isolant, correspond toujours à un courant très petit et ne présente jamais, même



(FIG. 13 de Jordan)
2 balais par ligne ;
 $2J = 36,6 \text{ A}$.

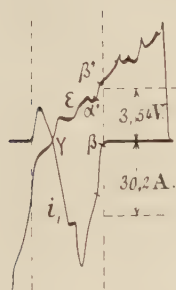
FIG. 27. — Balai — à la ligne neutre géométrique, sans pôles auxiliaires.

dans les plus forts crachements, le caractère d'une coupure de courants additionnels, conclusions, à notre avis, des plus inexactes.

Parmi les clichés relevés par Jordan, laissant de côté les cas extrêmes de surcommutation en charge et à vide, nous reproduisons quelques cas intéressants.

La figure 28 (cliché 21 de Jordan) se rapporte à une surcommutation apparente, par décalage de balai, avec balais déjà dénaturés par les étincelles : il n'y a plus ni étincelles, ni surcommutation ; sous le balai négatif la commutation est seulement raccourcie, sous le balai positif, il y a une très légère surcommutation en α et une pointe de courant due à une petite étincelle dissimulée, provenant de la forte d. d. p. due au champ.

Les figures 29 et 30 correspondent à une sous-commutation, due pour la figure 29 à un décalage en arrière et pour la figure 30 à la réduction

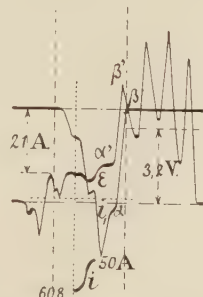


$2J = 54,8 \text{ A} ; \sigma = 5,85 \text{ cm}^2.$

(Fig. 22 de Jordan)

Étincelles ; balais mats et lames piquées à la coupure.

FIG. 29. — Balai —, décalage en arrière de 14° .



(Fig. 23 de Jordan)

Petites étincelles au balai — ; balai poli, lames légèrement noircies et piquées.

FIG. 30. — Balai —, pôles auxiliaires en série avec l'induit, avec seulement demi-nombre de spires ; $\sigma = 11,38 \text{ cm}^2$.

des ampère-tours du pôle auxiliaire à la moitié de leur valeur normale : dans le premier cas, il y a champ inverse au début et courant inverse dans la lame, et dans le second cas, champ faible de sens favorable et commutation lente au début et brusque à la fin ; la portion $\alpha\beta$ des deux figures correspond à l'étincelle et est, quoi qu'en pense l'auteur, une véritable coupure en dehors du charbon, du courant restant dans la lame, égal à l'ordonnée de α ; la coupure est plus brusque et porte sur une intensité ainsi que sur une self-induction plus grandes dans la figure 30, comme le montrent les portions $\alpha'\beta'$ de la courbe de tension ; ces phénomènes se dégageront nettement de nos essais : la position indiquée pour le trait vertical de fin de commutation ne prouve rien, car elle n'est peut-être pas très certaine et de plus la coupure se fait souvent loin des arêtes géométriques du charbon et de la lame.

On ne voit pas comment s'expliquerait une soi-disant augmentation de la résistance de contact dans des proportions aussi considérables ; à notre avis, ce que nombre d'auteurs de la même école ont pris pour un contact à résistance augmentée est l'étincelle, visible ou invisible, extérieure ou dissimulée.

Il est regrettable que Jordan n'ait pas relevé la courbe du courant *i* dans une section, qui donne une idée beaucoup plus nette de l'allure du phénomène : nous avons tracé en pointillé le commencement de cette courbe, avec l'interruption sur 4/10 de lame, la portion correspondante étant impossible à tracer dans des clichés de ce genre.

Par suite de l'incertitude qui règne toujours sur les contacts, variables d'une lame à l'autre, les courbes i , tracées par Jordan, sont des combinaisons de courbes différentes dans les sections voisines, et par suite ne permettent pas la reconstitution rigoureuse d'une courbe de courant de section.

Le fait que les étincelles de sous-commutation sont généralement plus nocives tient vraisemblablement à ce qu'elles correspondent toujours à des coupures de courants plus intenses.

Dans la suite de son mémoire, Jordan étudie les phénomènes qui se produisent aux arêtes des balais et des lames et la nature des étincelles.

Les blocs de charbon prennent, au voisinage de l'arête de sortie, un aspect noir mat, puis une couleur rougeâtre ; sous le balai, il arrive que des espaces brillants subsistent entre des parties mates ; en même temps, la lame de collecteur se noircit et s'attaque aux environs de l'arête. Le balai positif seul (ou en cas de surcommutation, l'arête du balai négatif qui devient cathode) se mate ainsi.

L'auteur a employé un collecteur à isolant *gratté* sur 1 mm de profondeur et signale le danger de flash qui peut résulter de l'encrassement des rainures ; ceci explique également que les lames aient tendance à toucher moins bien, tant à l'entrée qu'à la sortie, par suite de l'usure due au charbon, comme nous l'avons observé nous-même.

Jordan considère le contact d'un balai comme une succession, à intervalles répétés très petits, de contacts *métalliques* et de séparations du bloc et du collecteur, et le courant sous le balai comme une effluve (*Glimmstrom*), qui détériore sa cathode, *même en l'absence d'étincelles* (ce que nous n'avons pas constaté pour notre part) ; il reconnaît le rôle insignifiant de la densité de courant, mais refuse de considérer l'étincelle comme un arc.

Dans un paragraphe, il laisse entendre toutefois que, dans le cas de sous-commutation, une partie du courant peut, à la rigueur, passer par l'étincelle, mais que cela doit être exceptionnel ; nous avons dit plus haut ce que nous en pensions.

D'après lui, la production d'une zone mate commencerait à 2,5 volts,

les étincelles au-dessus seulement de 3 volts pour les balais anodes (négatifs) et 3,5 volts pour les balais cathodes ; ces valeurs dépendent très faiblement de la nature du balai.

L'arc, dit-il, ne peut exister entre les électrodes charbon et cuivre que lorsque la cathode est en charbon.

Nous avons observé dans nos essais (voir ch. vi et vii) que les étincelles, sous les balais QS₁, se coupent beaucoup plus lentement quand le balai est anode que quand il est cathode ; la différence est très faible pour les autres balais utilisés, Z et GS, bien que semblant rester dans le même sens.

Jordan ne croit pas qu'il intervienne des phénomènes électrolytiques, sous le balai, par exemple, une décomposition de la vapeur d'eau, comme l'ont suggéré certains auteurs ⁽¹⁾.

Après un calcul des pertes sous le balai, l'auteur termine son mémoire par l'étude des réactions des courants de court-circuit sur le fonctionnement de la dynamo : pulsations notables du champ, surtout au voisinage de la zone de commutation, pulsations qui augmentent la tension d'étincelles dans la plupart des cas ; courants pulsatoires dans le circuit extérieur entraînant des ondulations de la tension, plus ou moins importantes d'après la self-induction de ce circuit ; courants pulsatoires dans les dérivations de la dynamo même.

Comme l'induit est lisse, on ne peut attribuer aucun de ces phénomènes à la denture.

Nous n'insisterons pas sur cette partie des essais ; à notre avis, l'interprétation est défectueuse ; il ne s'agit pas de pulsations secondaires, mais d'oscillations du champ principal de l'induit et d'action mutuelle des bobines commutées sur les bobines non commutées. L'impression qui se dégage de ce mémoire, d'ailleurs fort riche en renseignements documentaires, est de faire considérer la commutation comme un phénomène beaucoup plus complexe qu'il n'est réellement ; cette complexité apparente provient en grande partie de l'abus des décompositions fictives des grandeurs variables en présence.

Oscillations magnétiques dues à la commutation, par Worrall. — L'année suivante, en 1910, a été publié ⁽²⁾ un travail dû à Worrall, également exécuté à l'Institut électrotechnique de Karlsruhe.

L'auteur a opéré sur une dynamo bipolaire en tambour denté, à pôles auxiliaires démontables, en étudiant à l'oscillographe les oscillations de la

⁽¹⁾ Peut-être y a-t-il action chimique des gaz occlus dans le métal (suggestion émise par M. Rothé, professeur de physique à la Faculté des Sciences de Nancy).

⁽²⁾ *Commutation phenomena and magnetic oscillations occurring in direct current machines*, note présentée à la *Birmingham local section of the Institution of Electrical Engineers* par G.-W. Worrall (*The Electrician*, 13 et 20 mai 1910, p. 182).

tension induite dans des bobines d'essai disposées un peu partout sur la machine, mais notamment sur l'extrémité avant des pièces polaires; ces oscillations provenaient à la fois de la denture et des réactions de la commutation; un *contact maker*, du type utilisé par Arnold et Jordan, indiquait la position relative de l'armature et des oscillations enregistrées.

Le collecteur comportant un nombre impair de lames (45), les commutations sous les balais positif et négatif se produisaient successivement, et leur action pouvait être étudiée séparément sur les courbes obtenues : le balai couvrait exactement une lame et un isolant.

La méthode ne donne évidemment pas des renseignements complets sur la commutation, mais elle n'indique guère que le moment où se produit l'inversion de courant et la rapidité de cette inversion (ou taux de variation instantanée du flux).

L'auteur a été conduit, par les difficultés qu'il a éprouvées dans l'obtention d'un contact égal sur toutes les lames, à imaginer un nouveau système de porte-balai (à glissière, avec bloc mobile autour d'un axe parallèle au tourillon du porte-bloc), qui lui a donné toute satisfaction.

Il pose les conditions de la commutation d'une façon assez originale, quoique peu pratique à notre avis : il considère la *période naturelle de la commutation*, définie comme le temps nécessaire au courant pour s'inverser dans les conditions où est placée la bobine, période qui est variable pour une même armature, d'après la position des balais, la présence et la grandeur d'excitation de pôles auxiliaires, etc. et il indique que la commutation sera bonne quand la *durée mécanique* du court-circuit sera égale ou supérieure à cette *période naturelle*.

Indiquons maintenant les résultats des essais de l'auteur.

Les oscillations dues au balai positif sont moindres que celles du balai négatif; on en conclut donc que la « période naturelle » est plus courte pour le balai positif, par suite la résistance de contact plus grande et la commutation plus facile. [Il nous semble que l'écart entre les oscillations relevées par l'auteur est d'un ordre de grandeur inadmissible ⁽¹⁾ pour pouvoir être exclusivement dû à la résistance de contact.]

Quand la pointe de l'oscillation est petite et se produit tôt, la commutation est bonne; quand la pointe est forte et en retard, il y a grosse variation finale de courant et en général étincelle.

(1) Peut-être cette différence est-elle due à ce que le balai positif commute quand il y a une section en court-circuit sous le balai négatif avec forte induction mutuelle (même encoche), alors que, pour le balai négatif, la commutation se fait en même temps qu'une section à induction mutuelle plus faible (encoches voisines) est en court-circuit sous l'autre balai? Les détails manquent pour vérifier ce point; mais notre remarque donne probablement l'explication cherchée, le rôle de l'amortissement dû aux sections simultanément commutées suffisant à produire des différences considérables, spécialement avec balais étroits, comme nous l'avons constaté dans nos essais.

La commutation est beaucoup meilleure à froid qu'à chaud, surtout pour le balai négatif.

Une amélioration notable a été obtenue, avec le balai négatif, qui était à la limite d'étincelles à pleine charge, par l'emploi d'un balai à surface diminuant dans le sens de marche taillé en biseau; la différence était peu visible sur le balai positif.

La vitesse pour laquelle il y a égalité entre la *période naturelle du balai* et la *durée du court-circuit*, est une *vitesse critique*, au-dessus de laquelle se produisent les étincelles.

Les courbes mettent en évidence le rôle de la f. é. m. de commutation due à un décalage de balai, ou à des pôles auxiliaires; elles montrent l'insuffisance ou l'exagération de ces f. é. m. de commutation et permettent de comparer le champ dans l'entrefer du pôle auxiliaire avec le genre de commutation obtenue. La méthode, peu sensible pour l'étude du courant de court-circuit lui-même, est par contre très pratique pour l'observation des réactions sur les diverses parties de la machine, inducteur principal, pôle auxiliaire et armature.

L'emploi d'une bobine d'essai entourant une dent en son milieu (périphérie magnétique de l'induit de Marius Latour, en aa' (fig. 31), permet en particulier d'étudier le rôle joué par la largeur du pôle auxiliaire. La figure 32-A représente la f. é. m. dans la bobine d'essai aa' pour un pôle couvrant 2,75 fois le pas de la denture, en charge normale: les points P et Q correspondent à la

production et à la suppression du flux dans la dent à l'entrée et à la sortie de cette dent par rapport au pôle



FIG. 31. — Bobine d'essai (Worrall).

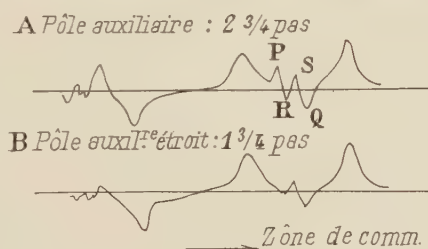


FIG. 32. — Action de la largeur du pôle auxiliaire sur les oscillations magnétiques.

auxiliaire, les points R et S proviennent de la commutation, R de la section en avant de la dent et S de la section en arrière; les quatre points sont alternativement au-dessus et au-dessous de l'axe des temps et à peu près de même importance. En faisant varier la largeur du pôle par rapport à la largeur du balai (ramenée à la périphérie de l'induit), on peut tout au moins dans la commutation simple avec balai plus petit qu'une lame faire coïncider et neutraliser l'une par l'autre les points P et R d'une part et Q et S d'autre part, ce qui a été réalisé par l'auteur (fig. 32-B) au moins pour les points P et R, en ramenant le pôle à une largeur de

1,75 pas et calant convenablement le balai ; en diminuant encore le pôle en arrière, on aurait réalisé le même résultat pour les deux autres pointes.

Ce relevé, présenté pour la première fois par Worrall, montre qu'on peut économiser des ampère-tours auxiliaires, dans certains cas, en utilisant des formes et dimensions convenables des pièces polaires de commutation, combinées avec la denture : en pratique, l'intérêt de l'artifice est très diminué lorsqu'il y a plusieurs sections commutées simultanément, et on préfère généralement réaliser un champ constant dans toute la zone de commutation pour mettre toutes les sections dans la même situation.

L'auteur a constaté que le balai négatif vibrait beaucoup plus que le balai positif : il attribue ce résultat aux dilatations et contractions provenant de ce que la quantité de chaleur dégagée à la pointe de sortie du balai négatif est beaucoup plus importante et sa température plus élevée ; il a fait cesser ces vibrations en appliquant sur la face avant du balai six feuilles de cuivre très minces (0,035 mm) reliées au porte-balai et isolées du charbon par une feuille de mica, agissant comme refroidisseur (peut-être un peu aussi comme contrepoids?). Il indique également que d'après lui, la nature brillante de la surface du balai négatif est due à sa haute température (ce qui paraît peu plausible) et qu'il y a un grand intérêt à garder aussi froide que possible l'arête de sortie du balai (idée à notre avis plus importante).

Il termine par une étude des variations de flux dans les diverses parties de la machine, redonnant des résultats connus.

Dans la discussion intervenue à la suite de cette communication⁽¹⁾, diverses remarques furent faites, en particulier par le professeur E.-W. Marchand sur la véritable action de la température et du refroidisseur, par le professeur Robertson sur l'incommodité de la notion mal définie de *période naturelle* et par M. Hawkins sur l'existence, mise en évidence par ces essais, du champ de commutation contesté par certains auteurs.

Étude expérimentale de points particuliers de la commutation.

— Pour terminer la bibliographie des études expérimentales sur la commutation, il nous reste à examiner trois mémoires relatifs à des essais sur des points particuliers du phénomène de la commutation.

En 1908, Smith⁽²⁾ a imaginé deux dispositifs utilisés, en vue de démonstration, à l'Institut technologique du Massachusetts.

(1) *The Electrician*, 10 juin 1910, p. 353.

(2) *Appareil de démonstration destiné à mettre en évidence les phénomènes de la commutation*, par Harrison-W. Smith (*The Electrician*, 17 janvier 1908, t. LX, p. 509, et *Revue électrique*, 15 février 1908, t. IX, p. 96).

Le premier a pour but de montrer le rôle de la f. é. m. de commutation. Il comporte (fig. 33) un commutateur tournant C, constitué par deux lames séparées par un intervalle isolant, reliées à deux bagues F_1 et F_2 ; deux balais B et B' frottant sur le commutateur et diamétralement opposés sont reliés à un réseau U par l'intermédiaire d'une résistance de charge; les frotteurs des bagues F_1 et F_2 aboutissent à une bobine d'induction $\mathcal{L}$ réglable dans laquelle on veut produire le renversement du courant et à un coupleur D, qui permet, étant placé à gauche, de laisser faire l'inversion sans f. é. m. auxiliaire, et placé à droite, d'introduire, au moyen d'un second commutateur tournant, une f. é. m. de grandeur réglable, prise sur une batterie d'accumulateurs A.

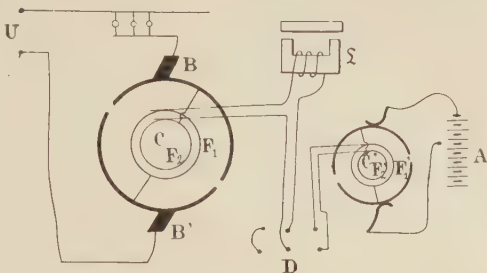


FIG. 33. — Appareil de démonstration de Smith.

On voit de suite que cet appareil permet d'étudier ce qui se passe pour différentes vitesses, différentes épaisseurs des balais B et B', différentes valeurs de la f. é. m. de commutation et de la self-induction $\mathcal{L}$.

Un second dispositif, destiné à montrer les phénomènes de contact, comprend des lames reliées entre elles par des ampère-mètres, alimentées aux deux extrémités et portant un balai *mobile à la main*; il est évidemment de moindre intérêt.

Dès 1904, Arnold et J. La Cour⁽¹⁾ avaient utilisé un commutateur tournant pour étudier la coupure d'un courant entre lame et bloc de charbon dans diverses conditions et déterminer de quelle façon se produisent les étincelles. L'appareil se compose d'un collecteur C (fig. 34) de 120 lames, réunies en parallèle par groupes de quatre, les trente groupes étant alternativement reliés à deux bagues F_1 et F_2 ; une batterie d'accumulateurs d'environ 10 volts était fermée sur un circuit comprenant un balai B frottant sur le collecteur, la bague et le frotteur F_1 , une résistance r pour l'oscillographe i mesurant l'intensité, une résis-

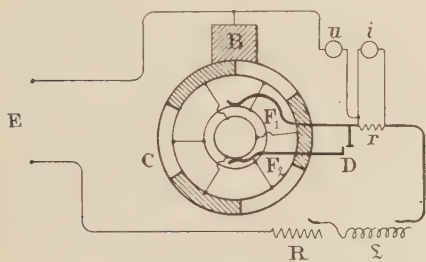


FIG. 34. — Coupure par commutateur tournant (Arnold et Liska).

⁽¹⁾ *The commutation of direct and alternating currents*, par le professeur E. Arnold et J.-L. Lacour (*Comptes Rendus du Congrès de Saint-Louis*, t. I, p. 833).

tance R et une self-induction réglables; un autre équipement de l'oscillographe u donnait la tension entre le balai et la bague F_1 . Le courant était établi et coupé à chaque passage d'un groupe de lames sous le balai B ; le frotteur F_2 servait à l'étalonnage de l'oscillographe i , par

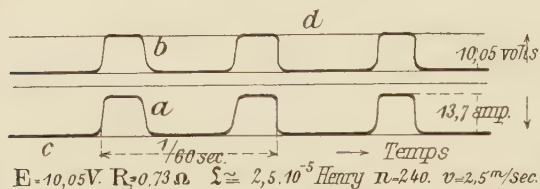


FIG. 35. — Coupure à faibles vitesses et self-induction : pas d'étincelles (fig. 31 d'Arnold).

fermeture du court-circuit D (qui était coupé, en général, en dehors des opérations d'étalonnage).

Les auteurs ont opéré avec des balais X du Carbone, à raison de trois balais en ligne,

d'une largeur totale de 6,6 cm, et d'une longueur périphérique de 1,4 cm, un groupe de lames ayant une longueur totale de 2,09 cm; la vitesse a varié entre 200 et 1500 t/m, soit à la périphérie de 2,4 à 15,7 m/sec.

Pour de faibles vitesses et de faibles self-inductions, les auteurs ont obtenu une courbe exponentielle (?) de décroissance du courant (fig. 35); pour de grandes vitesses et self-inductions,

la d. d. p. à la coupure s'élève notablement au-dessus de la tension de la batterie, et il y a déformation des courbes et fortes étincelles (fig. 36).

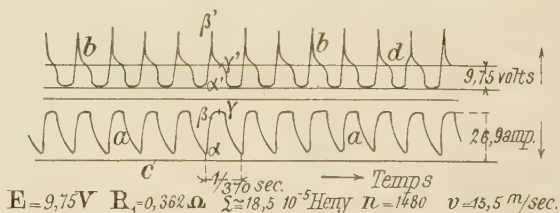


FIG. 36. — Coupure à fortes vitesses et self-induction : grosses étincelles (fig. 34 d'Arnold).

Pour une self-induc-

tion nulle, la résistance du circuit comprend une partie fixe R_1 et une partie variable au contact, de la forme :

$$R = \rho \frac{T}{t}$$

t étant le temps qui reste avant la coupure, et ρ la résistance de contact de la ligne de balais tout entière sur la même lame; le courant (en supposant la résistance spécifique indépendante de la densité de courant) décroîtra suivant la loi donnée par la courbe de la figure 37 :

$$i = \frac{E}{R + R_1} = i_0 \frac{R_1 t}{R_1 t + \rho T} = i_0 \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R_1} \frac{T}{t}}$$

i_0 désignant la valeur que prendrait le courant pour une résistance de

contact nulle. C'est une hyperbole équilatère (et non une exponentielle). La tangente au point O coupe l'asymptote DA en un point A₁ tel que l'ordonnée $\overline{BC}$ soit égale à $\frac{i_0}{2}$: la résistance de contact est alors égale à la résistance fixe R₁.

Les auteurs font une théorie des conditions de l'étincelle, fort artificielle à notre avis.

« Si maintenant, disent-ils, on intercale une self-induction, les points A et C devraient théoriquement se déplacer vers la droite ; ce n'est pas le cas en pratique, car il se produit, au moment de la coupure, des étincelles très petites, souvent à peine visibles, qui donnent au courant le temps de disparaître.

« Par l'expérience, nous avons trouvé que les étincelles sont approximativement inversement proportionnelles aux temps $\overline{OC}$, qui est compris entre le moment où la résistance de contact est égale à la résistance constante, et la cessation complète du courant.

« Il semble probable, d'après les oscillogrammes, que ce temps T_a soit caractéristique de la production des étincelles. Comme l'étincelle doit de plus être proportionnelle à l'énergie libérée par cm de largeur des balais, nous obtenons comme critérium des crachements pour un balai de largeur l, parallèlement aux lames, l'expression :

$$F = \frac{\frac{1}{2} \mathcal{L} i_0^2}{T_a \cdot l}.$$

« F est la puissance moyenne libérée par cm de balai lorsque le courant i_0 s'annule en un temps T_a. »

En calculant T_a en fonction de la résistance *spécifique* de contact ρ_0 et de la vitesse périphérique v, en cm/sec, on a aisément :

$$F = \frac{\mathcal{L} v R_1 i_0^2}{2 \rho_0}.$$

Les auteurs ont trouvé que, pour F < 50 watts, les étincelles étaient très faibles et admissibles.

Il y a là une tentative intéressante de qualifier les étincelles par l'énergie libérée au bec du balai ; toutefois, la définition du temps T_a des auteurs est artificielle, et rend peu sûre la notion de *puissance* limite, qui en dérive

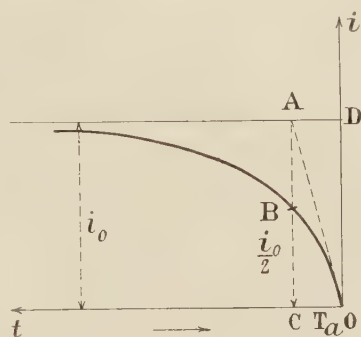


FIG. 37. — Courbe du courant pendant la coupure sans self.

Nous avons nous-même étudié cette question d'énergie libérée, et reproduit ces essais, au milieu d'autres différents, et après avoir longtemps cherché la signification de la forme des courbes de courant et de tension de la figure 36, nous avons constaté que la branche $\alpha\beta$ du courant était tout simplement l'étincelle *en dehors du balai, prolongeant le temps T*, étincelle qui engendre une tension de coupure de la forme $\alpha'\beta'\gamma'$, sur laquelle nous reviendrons plus tard. Il n'y a donc là pas plus de phénomène mystérieux que dans les relevés de Jordan; en α , la lame échappe au balai, il n'y a plus *contact spécial*, mais *étincelle ou arc de coupure*.

On en conclut immédiatement que la notion T_α n'a pas de signification pratique admissible, et que la formule en F n'a qu'une valeur empirique; peut-être correspondrait-elle à un critérium intéressant si on y remplaçait la résistance de contact φ_0 par une caractéristique physique de la substance du balai: cette étude présenterait quelque intérêt.

En 1908, un des élèves d'Arnold, l'ingénieur J. Liska, a repris ⁽¹⁾ les recherches d'Arnold et Lacour, avec un commutateur tournant analogue, mais en opérant exclusivement sans self-induction, avec des tensions variables, pour les deux sens de courant et des balais de différentes sortes. Le schéma est resté celui de la figure 34, avec suppression de la self-induction $\mathfrak{L}$ et de la seconde bague F_2 , le commutateur comprenant cette fois des groupes de cinq lames en parallèle, alternativement inertes et connectées à F_1 ; le premier balai employé fut le type Z du Carbone, de 15 mm de largeur sur 20 mm, couvrant à peu près trois lames.

Les résultats obtenus sont des plus curieux.

Pour une tension de 20 volts, un courant de 6 A, une vitesse périphérique de 7,83 m/sec et un balai Z anode, il y a de petites étincelles. A la coupure, la tension s'élève d'abord jusqu'à une valeur ε_f égale à 14,3 volts, et s'y maintient pendant toute l'étincelle (avant de prendre la valeur E de la batterie), le courant ayant à ce moment une certaine valeur i_f . Pour des courants maxima J variables de 2 à 20 A et des vitesses jusqu'à 15,5 m/sec, on obtenait la même valeur de ε_f , et une valeur de i_f toujours égale à 0,34 J.

Pour des tensions de batterie inférieures à 14 volts, il n'y avait plus d'étincelles; pour des tensions de 30, 40 et 60 volts, la même valeur $\varepsilon_f = 14,3$ volts se maintenait pendant l'étincelle, mais le rapport $\frac{i_f}{J}$ variait avec la tension suivant la loi:

$$i_f = \frac{E - \varepsilon_f}{E - \varepsilon_1} J,$$

(1) *Die Funkenspannung zwischen Kommutator und Bürste*, par J. Liska (*Elektrotechnische Zeitschrift*, 28 janvier 1909, p. 82).

ϵ , étant la tension de passage ou d. d. p. au contact, quand le balai était entièrement sur une lame active.

Les mêmes phénomènes, un peu moins nets, se produisaient pour le balai cathode, avec ϵ_f différent.

L'auteur a dressé le tableau suivant des valeurs de la tension critique ϵ_f , pour différents balais :

	Anode	Cathode
Le carbone Z	14,5	22,5
Morganite 1.....	14,5	16
Cuivre-charbon, Endruweit.....	14,5	21
Endruweit métallique	14	14
Ringsdorff métallique	15,3	12,5

tableau qui montre que le phénomène dépend surtout de la cathode.

Ces essais sont très intéressants, mais toutefois de peu d'importance directe pour la commutation, où il y a toujours en jeu de l'énergie *d'origine électromagnétique* et où les tensions sont ordinairement *plus faibles*.

2° PUBLICATIONS RÉCENTES

Depuis le commencement de nos recherches, sont parus un certain nombre de travaux plus ou moins importants sur la commutation : nous allons citer les principaux, en disant quelques mots des idées qui les différencient des précédents.

En première ligne, se place la communication de M. Latour ⁽¹⁾ à la Société internationale des Électriciens, du 6 avril 1910, exposé général déduit des discussions antérieures.

M. Latour étudie d'abord la commutation dans un balai sans liaison extérieure, en insistant fortement sur le rôle des actions mutuelles et sur les modifications provenant de ce que l'arête d'un balai ne constitue pas une droite rigoureuse et parallèle à l'arête des lames (voir p. 72). Il suppose ensuite les balais connectés entre eux extérieurement, puis débitant un courant à l'extérieur.

Dans cette dernière partie, il revient sur la théorie de la commutation à une zone vraiment neutre (voir plus haut, p. 55), mais il se limite à la commutation linéaire et n'insiste pas sur le cas général ; à part cela, il adopte la même décomposition qu'Arnold pour les courants et les f. é. m., décomposition due à W. A. P., en 1901 (voir p. 65).

⁽¹⁾ *La Commutation*, par Marius Latour (*Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, 1910, p. 265 et 381).

En février 1911, Bewlay ⁽¹⁾ présente une théorie générale, avec applications, tenant particulièrement compte de l'action mutuelle des bobines commutées simultanément : il suppose l'action de la résistance ohmique négligeable et croit à une forte résistance de contact des balais de charbon.

Enfin, dans les derniers mois de l'année écoulée et les premiers mois de cette année courante, nous trouvons un assez grand nombre d'articles d'électriciens qui s'occupent depuis longtemps de cette question.

D'abord une communication de M. le professeur Swyngedaw, de Lille, à la Société internationale des Électriciens, non encore publiée et que nous n'avons pu entendre (novembre 1911).

Ensuite une importante note de B.-G. Lamme, à l'American Institute of Electrical Engineers ⁽²⁾, à New-York, le 13 octobre 1911, exposant d'une façon spéciale les phénomènes de la commutation.

La méthode de Lamme est basée sur le principe suivant :

« Les conducteurs de l'armature coupent le champ magnétique produit par les spires de cette armature, et par suite il est induit dans les bobines court-circuitées une f. é. m. proportionnelle au produit des trois facteurs : vitesse angulaire, induction et nombre de spires en série. La tension de réactance usuelle, due au renversement du flux local individuel, n'entre pas en considération, bien que son équivalent apparaisse sous une autre forme. »

Cette façon de traiter la question est identique à celle de Boy de La Tour, en 1902 (voir p. 51); elle supprime l'équation différentielle et, comme le professeur Adam l'a fait remarquer dans la discussion ⁽³⁾, elle suppose tous les champs stationnaires.

Comme nous l'avons déjà dit, au sujet de l'étude de Boy de La Tour, cette propriété n'est exacte que pour la commutation linéaire : dès que la commutation s'écarte de cette allure, le champ de l'induit tout entier, dans la zone de commutation, est mobile dans l'espace en même temps que variable dans le temps : la question sera étudiée plus tard au chapitre VIII.

L'auteur indique bien que les courants additionnels modifient la répartition du champ, mais il n'étudie pas cette modification.

Comme d'ailleurs il applique spécialement son étude au cas des dynamos à pôles auxiliaires, la méthode est intéressante. Elle lui permet aussi de faire ressortir que la distorsion du champ résultant ne joue

(1) *Contribution to the theory of commutation*, par H. Bewlay (*Electrical World and Engineer*, 9 février 1911).

(2) *A theory of commutation and its application to interpole machines*, par B.-G. Lamme (*Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers*, octobre 1911, p. 2049; discussion, décembre 1911, p. 2550).

(3) *Loc. cit.*, décembre 1911, p. 2557.

aucun rôle direct dans la commutation; la longueur de l'entrefer n'a pas d'importance pour la commutation à la ligne neutre.

Le mémoire contient des formules très intéressantes sur le calcul du flux de l'armature, qu'il divise en trois parties : *flux interpolaire* (de la dent aux pôles ou à la carcasse), *flux d'encoche* (de dent à dent) et *flux des connexions frontales*.

A signaler aussi, dans la discussion finale, une remarque de James Burke ⁽¹⁾, concernant le rôle joué par l'épaisseur du mica dans le collecteur : Burke indique avoir obtenu une amélioration notable de la commutation en augmentant l'épaisseur du mica.

« Cette amélioration de la commutation, due à des micas plus épais, dit-il, est une étude complète à faire, mais un des plus importants facteurs introduits est l'augmentation d'effet de la résistance du balai dans le circuit de la bobine commutée, parce que ce circuit, variable le long du balai, a une longueur minimum égale à l'épaisseur du mica et que, en augmentant cette épaisseur, on augmente d'une façon notable la longueur du circuit et par suite l'action de la résistance en question... »

« Comme exemple, je connais un moteur qui, d'après tous les *critériums* connus, eût été déclaré de commutation impossible, et qui, travaillant comme moteur réversible avec balais dans la ligne neutre, a supporté, pendant des années, des surcharges intermittentes anormales pour ce type de machines. »

Nous montrerons dans nos essais que l'épaisseur du mica joue un grand rôle, et pourrons donner, du fait signalé par J. Burke, une explication plus importante que celle de l'augmentation de résistance du circuit des bobines commutées.

Nous terminerons cette bibliographie, arrêtée au 1^{er} mars 1912, en disant deux mots de la discussion intervenue entre Pichelmayer et Niehammer, au commencement de l'année courante.

Le professeur Pichelmayer ⁽²⁾ rappelle qu'il utilise depuis longtemps, comme critérium de la commutation, une formule donnant la f. é. m. de self-induction L_s dans la bobine en court-circuit :

$$e_s = 2vN_3k\ell\zeta 10^{-8} \text{ (volts),}$$

dans laquelle

v représente la vitesse périphérique de l'induit en cm/sec ;

N_3 , le nombre de spires par bobine ;

k , le nombre d'ampère-fils par cm de longueur périphérique ;

(1) *A theory of commutation and its application to interpolate machines*, par B-G. Lamme (*Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers*, octobre 1911, p. 2049 ; discussion, décembre 1911, p. 2550).

(2) *Zur Theorie der Stromwendung*, par Karl Pichelmayer, de Vienne (*Elektrotechnik und Maschinenbau*, 7 janvier 1912, p. 1).

l , la longueur axiale de l'induit en cm;

ζ , une constante unique, qui est le flux produit, par cm de longueur axiale de l'induit, à travers toutes les spires du faisceau commuté, pour un courant de 1 ampère dans toutes les spires de ce faisceau; cette constante varie de 6 à 9, au maximum 12.

Pichelmayer détermine cette constante ζ par un essai en courant alternatif :

Il envoie dans les β' bobines destinées à être commutées ensemble, réunies en série (sans balai sur les lames correspondantes), un courant alternatif J_a de pulsation Ω et mesure le coefficient d'induction global du faisceau $\mathcal{L}$, en relevant la tension aux bornes ou f. é. m. de self-induction E_s : on a en effet la relation :

$$E_s = \mathcal{L}\Omega J_a,$$

et il utilise, pour le calcul de ζ , la valeur du coefficient $\mathcal{L}$ réduit à une seule bobine, soit $\frac{\mathcal{L}}{\beta'}$, coefficient qui représente, pour une bobine, l'ensemble des actions inductives sur la bobine en question de cette bobine même et des autres.

Il établit ainsi les calculs justificatifs.

Le flux à travers les spires du faisceau, pour un courant de 1 ampère, dans chaque spire, est, d'après la définition de ζ ,

$$\Phi = \beta' N_3 \zeta,$$

et par suite la f. é. m. E_s dans l'essai alternatif,

$$E_s = \mathcal{L}\Omega J_a = \frac{\Omega}{\sqrt{2}} \beta' N_3 v \Phi J_a \sqrt{2} 10^{-8} = \Omega^2 \beta'^2 N_3^2 \zeta J_a 10^{-8},$$

d'où :

$$\mathcal{L} = \beta'^2 N_3^2 \zeta 10^{-8}.$$

Si maintenant on calcule la f. é. m. de self-induction e_s en partant de la valeur $\frac{\mathcal{L}}{\beta'}$ pour une variation de courant $2J$ dans le temps T , on obtient :

$$e_s = 2 \frac{\mathcal{L}}{\beta'} \frac{J}{T};$$

D'autre part, tenant compte des relations (où n est la vitesse en tours par seconde, N_2 le nombre de bobines, D le diamètre de l'induit en cm),

$$v = \pi n D,$$

$$k = \frac{2 N_2 N_3 J}{\pi D},$$

$$T = \frac{\beta'}{n N_2}.$$

on obtient la formule donnée plus haut :

$$e_s = 2\beta^2 N_3^2 \zeta / 10^{-8} \frac{1}{\beta} \frac{k\pi}{2N_2 N_3} \frac{nN_2}{\beta} \frac{v}{\pi n} = 2rN_3 k l \zeta \cdot 10^{-8}.$$

Le professeur Niethammer, qui avait déjà contesté la validité de cette formule à Pichelmayer, revient à la charge ⁽¹⁾ dans une réponse à la note précédente, et fait les observations principales suivantes :

Le facteur ζ contient en lui, mystérieusement cachée, toute la théorie fort complexe de la commutation; ce n'est ni 6 ni 10, mais une fonction des éléments de la machine. Tout au plus peut-on revendiquer en sa faveur la simplicité de sa détermination par un essai en courant alternatif; toutefois cet essai, souvent effectué à la fréquence 50, alors que la fréquence de la commutation est de l'ordre de 500, n'est pas correct, car les sections n'y subissent pas les mêmes actions inductives que dans la commutation, les amortissements y sont différents, etc. Des mesures effectuées de cette façon ont d'ailleurs donné des nombres compris entre 5,4 et 22,5.

Dans un deuxième travail, le professeur Niethammer ⁽²⁾ reprend la théorie de la commutation, dans les mêmes idées qu'Arnold, avec décomposition du courant de bobine en courant linéaire et courant additionnel, champ transversal de l'induit supposé stationnaire, actions mutuelles, etc., sans autre particularité notable : cet exposé résumant sensiblement l'état actuel de la question, pour les nombreux auteurs de l'école d'Arnold.

(1) *Zur Theorie der Stromwendung*, par F. Niethammer (*Elektrotechnik und Maschinenbau*, 21 janvier 1912, p. 55).

(2) *Ueber Kommutierung*, par Niethammer (*Elektrotechnik und Maschinenbau*, 11 février 1912, p. 113).

CHAPITRE IV

PRINCIPE ET ORGANISATION DES RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES PHÉNOMÈNES AU CONTACT

1° BUT ET PRINCIPE DES ESSAIS

Nous avons parcouru dans les chapitres précédents les principaux travaux, théoriques et expérimentaux, qui ont été effectués sur le phénomène de la commutation. De cette étude il résulte nettement que certaines questions sont encore imparfaitement connues et que d'autres sont fortement controversées.

En particulier, la façon exacte dont se comportent la résistance ou la tension de contact, dans la commutation même, est absolument ignorée : les recherches expérimentales entreprises jusqu'ici n'ont pu en établir la loi. Ces recherches peuvent, en effet, être divisées en deux catégories :

1° Les recherches faites sur bague (ou sur collecteur à lames en court-circuit), avec courants continu, alternatif ou ondulé ; ces travaux ont conduit à des lois diverses qui ne sont pas forcément valables pour le phénomène de la commutation ; les courants y varient d'une façon différente, la surface de contact est constante et par suite ces recherches ne donnent aucun renseignement sur ce qui se passe dans la période la plus importante de la commutation, c'est-à-dire au moment où, la lame étant sur le point de quitter le balai, la surface en contact est petite et varie rapidement ;

2° Les relevés expérimentaux sur dynamo même. Ces essais semblent *a priori* pouvoir donner les renseignements complets ; en pratique, il n'en est rien et malgré tout le soin qu'ils y ont apporté, les observateurs n'ont pu en déduire que des indications partielles et souvent contradictoires. La cause principale de cet insuccès réside dans la complexité du phénomène étudié : dès qu'on opère sur dynamo, on obtient simultanément l'action de plusieurs variables fort différentes, résistance de contact, perturbations dues au champ de l'induit, f. é. m. du champ inducteur, sans

compter les causes accidentelles, telles que trépidations, irrégularités de contact des lames, etc. ; les résultats sont par suite trop complexes pour qu'on puisse y démêler l'action de chaque variable séparée.

Nous nous sommes proposé de réaliser la séparation des variables nécessaires pour une compréhension nette du phénomène : notre but principal a été d'étudier les lois du contact ; de plus, comme l'action du champ de l'induit, très controversée, a été envisagée d'une façon inexacte à notre avis, par les auteurs les plus éminents, nous avons effectué quelques travaux sur dynamo pour démontrer sa véritable loi ; des résultats d'ensemble de ces deux séries de recherches nous croyons pouvoir déduire, sur le phénomène de la commutation, une conception beaucoup moins complexe que celles qui ont été présentées par la plupart des auteurs, dans ces temps derniers.

2° PRINCIPE ET SCHÉMA DES ESSAIS SUR LE CONTACT

Pour étudier séparément l'action des contacts, nous avons imaginé ⁽¹⁾, un appareil constituant une sorte de dynamo artificielle, avec deux dérivations, qui débitent sur un circuit extérieur, à travers un collecteur et un balai, tantôt *directement*, tantôt *à travers une section* : on reproduit ainsi les phénomènes de la commutation dans une section, au moyen d'un collecteur et d'un balai, sans champ inducteur ni champ induit.

L'appareil est constitué principalement par un commutateur tournant *C* (fig. 38), analogue à celui d'Arnold et de Liska (voir p. 99, comprenant un nombre pair de lames (douze dans le cas particulier), les lames impaires étant toutes reliées à une bague B_1 et les lames paires à une bague B_2 ; ces bagues sont montées sur le même arbre et portent deux frotteurs principaux F_1 et F_2 .

Deux batteries d'accumulateurs semblables E_1 et E_2 , comprenant le même nombre d'éléments (30), sont réunies en un point H , par leur pôle de même nom, négatif par exemple ; les autres pôles sont connectés séparément à deux bornes principales G_1 et G_2 , qui constitueront les extrémités de la section artificielle fixe à étudier. Dans chacune de ces connexions, on place un interrupteur D_1 ou D_2 , une résistance r'_1 permettant de relever avec l'oscillographe bifilaire O_2 le courant dans la dérivation correspondante, une résistance d'équilibrage R'_1 et une bobine de self-induction $\mathcal{L}'_1$.

(1) Nous avons adressé, le 6 août 1910, à l'Académie des Sciences, un pli cacheté, enregistré le 16 août 1910, sous le numéro 7667, contenant l'exposé de ce dispositif, et les premiers résultats obtenus.

La section G_1G_2 comprend la bobine d'intensité O_1 , d'un oscillographe à fer doux Blondel, une résistance amovible r et une self-induction également amovible $\mathcal{L}$, ces deux valeurs r et $\mathcal{L}$ pouvant être choisies à volonté (pour sim-

plifier, nous désignerons par r la valeur de la résistance totale comprise entre G_1 et G_2).

Les extrémités G_1 et G_2 de la section sont reliées aux frotteurs principaux F_1 et F_2 ; sur le collecteur repose, à la partie la plus haute, le balai B (à étudier), dont la longueur périphérique doit être inférieure à la largeur d'une lame et qui forme le pôle positif K de la dynamo artificielle.

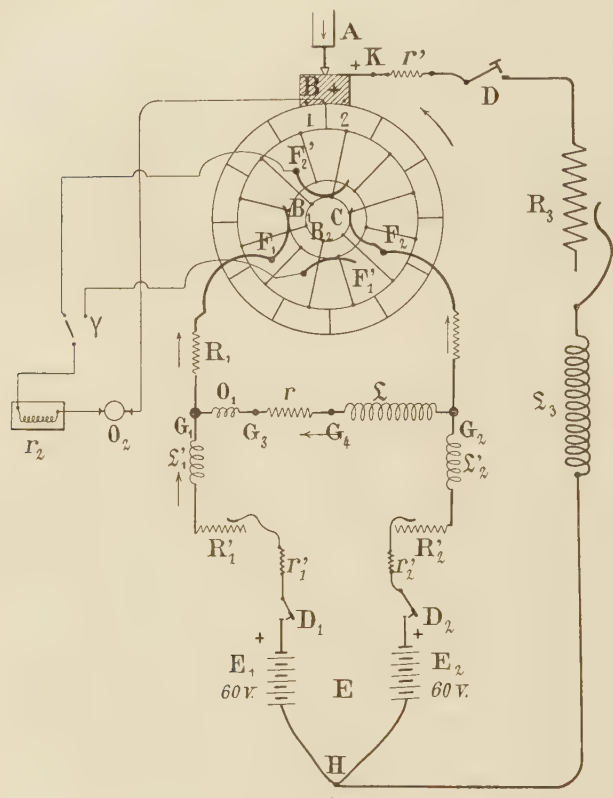


FIG. 38. — Schéma général des essais de commutation artificielle (système spécial de l'auteur).

Entre les bornes extrêmes H et K est intercalé un circuit extérieur d'utilisation comprenant une self-induction $\mathcal{L}_3$, un rhéostat R_3 , un interrupteur D et une petite résistance fixe r' , pour mesure oscillographique.

Le plus généralement, l'oscillographe bifilaire O_2 est branché, avec une résistance convenable r_2 , entre un point du balai B au voisinage du contact et, par l'intermédiaire du commutateur γ , à l'un ou l'autre de deux frotteurs auxiliaires F_1' et F_2' , reposant sur les bagues B_1 et B_2 , de façon à enregistrer la d. d. p. entre l'une des séries de lames (paires ou impaires) et le balai B . Un commutateur permet d'étudier avec le bifilaire la tension entre lames ainsi que le courant dans les dérivations et dans le circuit extérieur (grâce aux résistances r_1' , r_2' et r'); ce commutateur n'est pas représenté sur la figure pour ne pas la compliquer inutilement.

L'arbre sur lequel sont clavetés le collecteur et les bagues est com-

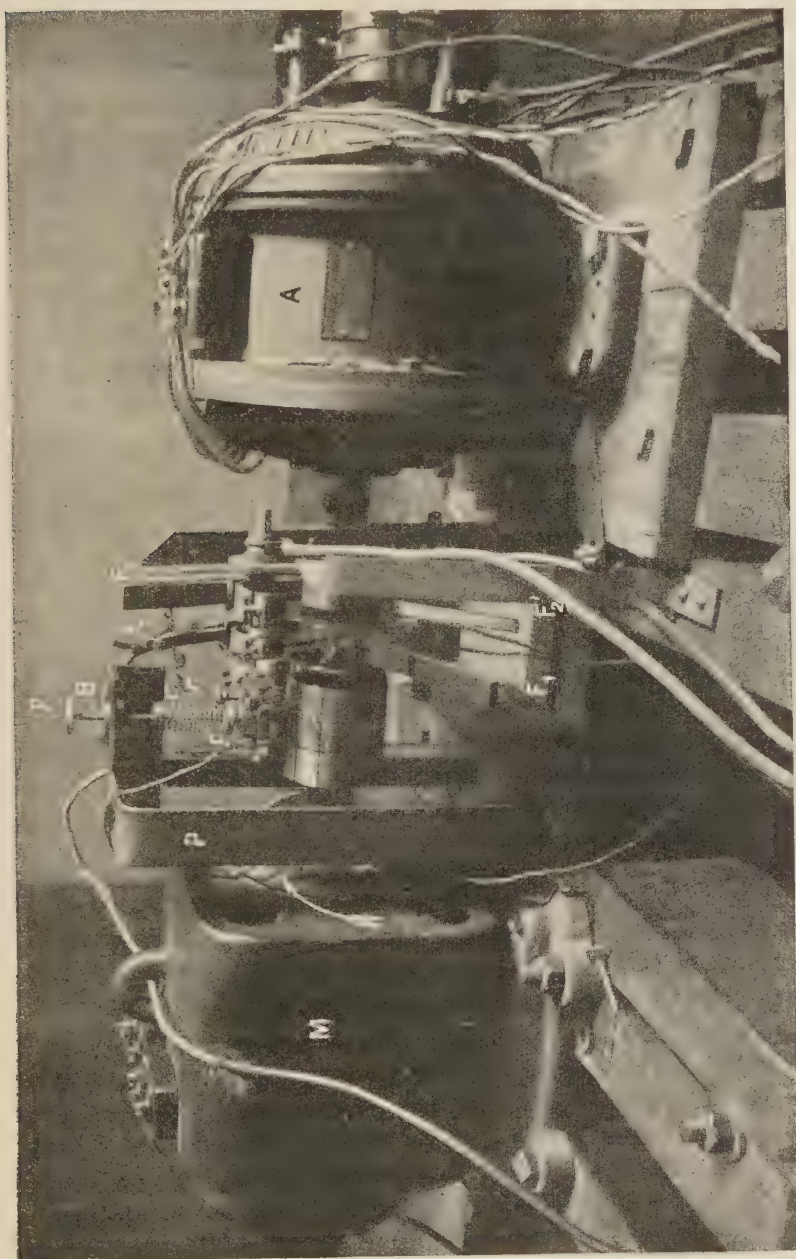


FIG. 39. — Groupe d'essai.

mandé (fig. 39), à gauche, par un moteur M à courant continu, alimenté

par une batterie d'accumulateurs, avec excitation indépendante; il se termine à droite par un petit alternateur A, à 12 pôles, triphasé, servant à fournir le courant nécessaire pour l'entraînement du moteur synchrone de l'oscillographe Blondel; la rotation se fait dans le sens de la flèche tracée sur le flasque intérieur du moteur.

Examinons maintenant le fonctionnement du système.

Le collecteur étant en marche à une vitesse quelconque, considérons un instant un peu antérieur à celui qui correspond à la figure 38 et où le balai B ne porte que sur la lame 1 : alors le courant J de la batterie E₁ passe directement par le frotteur F₁, la bague B₁, la lame 1 et le balai, au circuit extérieur, tandis que le courant J de la batterie E₂, ne pouvant passer par la lame 2 qui ne touche pas le balai, se rend au circuit extérieur en traversant la section dans le sens G₂G₁ et en empruntant, à partir du point G₁, le même chemin que le courant de la dérivation précédente. Il en est ainsi tant que le balai B ne touche que la lame 1. Dès que la lame 2 arrive sous le balai, une portion du courant de la dérivation 2 se rend directement au balai par F₂B₂ et la lame 2, et le courant dans la section, qui était au préalable J, diminue de la quantité J - i qui passe par la lame 2; de même le courant dans la lame 1, qui était au début 2 J, n'est plus que J + i. Sous l'action des résistances de contact, et d'après les résistances r et R₁ de la section et des connexions et la self-induction L de cette section, les courants se répartissent sous les lames 1 et 2 suivant une certaine loi; de même le courant i varie dans la section pour atteindre finalement la valeur - J, quand la lame 1 a quitté le balai et a été remplacée par la lame 2; le processus recommence alors en sens inverse, le courant 2J passant par la lame 2, une moitié venant directement de E₂, l'autre moitié venant de E₁, à travers la section, dans le sens G₁G₂.

Quand la troisième lame arrive à son tour sous le balai, comme elle est reliée à la lame 1, le renversement du courant se reproduit en sens inverse dans la section, comme si la lame 1 rentrait elle-même sous le balai.

Le renversement du courant dans la section se produit donc exactement comme dans une dynamo, à cette différence près que chaque groupe de lames, paires et impaires, joue à son tour le rôle de première et de dernière lame de la section, et qu'il se produit dans cette section des inversions alternativement de sens différent.

Comme il n'y a ici aucune f. é. m. provenant d'une action extérieure, on a toute facilité pour étudier les phénomènes au contact en présence de résistance et de self-induction fixes et bien connues; on peut naturellement supprimer la self-induction et étudier la commutation sur résistance pure, ce qui est d'un grand intérêt; on peut même, par un artifice simple, introduire dans la section une f. é. m. extérieure d'allure exacte-

ment connue et mettre en évidence le rôle du champ de commutation.

En changeant les pôles de la batterie, on peut étudier à volonté un balai négatif ou un balai positif.

La figure 40 donne, à titre d'exemple, une courbe du courant i dans la section ainsi relevée (cas d'une commutation dans une résistance ohmique pure). Les parties plates de la courbe correspondent au temps pendant lequel le balai ne touche qu'une lame. La courbe ε représente la d. d. p. entre une lame et le balai. Ces courbes seront étudiées plus loin. Les temps portés en abscisses sont comptés positivement de gauche à droite, sauf indication contraire.

Expliquons maintenant le rôle des résistances R_1' et R_2' et des self-inductions $\mathcal{L}_1'$, $\mathcal{L}_2'$ et $\mathcal{L}_3$. Les résistances R_1' et R_2' (fig. 38) servent à équilibrer le courant débité par les deux dérivation 1 et 2, dans le cas où les deux batteries ne seraient pas rigoureusement au même état de charge : en général, l'une d'elles est au court-circuit et l'autre intercalée dans la dérivation qui tend à débiter un courant trop fort ; on la règle de

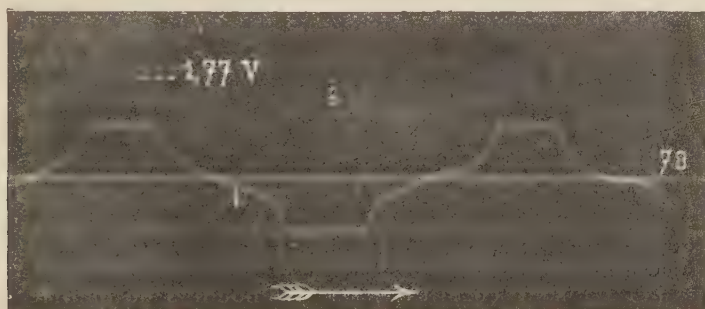


Fig. 40. — Exemple de commutation sur résistance ohmique pure.

façon que les deux paliers de la courbe i (fig. 40) soient équidistants de l'axe des temps.

Les bobines de self $\mathcal{L}_1'$ et $\mathcal{L}_2'$ ont pour but de maintenir le courant constant dans chaque dérivation, pour réaliser ce qui se passe sensiblement dans une dynamo (à part les pulsations dont il a été longuement parlé plus haut).

La chute ohmique dans la section est toujours faible (< 1 volt) par rapport à la chute de tension dans le reste du circuit, aussi y a-t-il peu d'écart entre les courants dans la dérivation qui débite directement sur le balai et dans celle qui passe par la section, pendant que le balai reste sur une même lame ; mais pendant la commutation, quand il se produit des étincelles, la tension entre la lame et le balai atteint instantanément des valeurs importantes (5 à 10 volts, et même plus) et sans les bobines de self, le courant diminuerait alors notablement dans la dérivation cor-

respondante ; ce point sera étudié plus tard, avec oscillogrammes à l'appui (ch. vi, p. 182) ; pour le moment, disons seulement que les résistances r'_1 et r'_2 servent à vérifier à l'oscillographe que le courant J est bien sensiblement constant (voir plus loin, cliché 173, fig. 75, p. 175).

3° DESCRIPTION DES APPAREILS

Ensemble du montage. — La figure 41 donne une vue d'ensemble du dispositif utilisé : en bas, au premier plan, le moteur M et le reste du groupe principal, représenté en détail dans la figure 39 ; à gauche sur la petite table, les bornes G_3 , G_1 et G_2 de la section, sur lesquelles est montée la résistance en boudins de maillechort r (les résistances ou selfs à intercaler dans la section se branchent en G_2 et G_3 , comme on le voit sur la figure d'ensemble 38), et l'oscillographe Blondel O (dont on n'aperçoit qu'une petite partie) ; sur la grande table, en γ , les commutateurs pour l'oscillographe ; $\mathfrak{L}$, la self-induction de section ; l et s , des bobines pour l'introduction d'une f. é. m. dans la section ; ρ , le rhéostat de démarrage du moteur ; en D , sont les godets de mercure servant d'interrupteurs, les résistances de mesure et l'ampèremètre du courant total dans le circuit extérieur.

En R_3 est le rhéostat de charge, à trois branches indépendantes qu'on peut coupler en parallèle ou en série, en nombre facultatif (nous avons aussi utilisé d'autres rhéostats dans certains cas) ; les résistances d'équilibrage R'_1 et R'_2 sont constituées par des boudins de maillechort de grand diamètre (de divers modèles) tendus entre la table et les bobines de self $\mathfrak{L}'_1$ et $\mathfrak{L}'_2$.

ρ' est un rhéostat de champ du moteur M ; m est un moteur diphasé dont le primaire a servi de bobine de self dans certains essais ; L , L' et L'' sont des lignes d'amenée venant de diverses batteries d'accumulateurs : la connexion H était faite aux accumulateurs mêmes, et les trois fils de L reliaient les points D_1 , H et D_2 du schéma de la figure 38, aux appareils.

Nous croyons inutile de donner un schéma exact et complet du montage général, comprenant les nombreuses connexions de l'oscillographe, de l'alternateur et du moteur ; ce schéma serait des plus complexes et ne fournirait aucun renseignement intéressant.

Tous les circuits étaient exclusivement alimentés par des accumulateurs, sauf la lampe à arc de l'oscillographe montée directement sur le réseau avec une résistance fixe convenable.

Nous allons décrire maintenant chacun des appareils séparément. Pour certains d'entre eux, divers modèles successifs ont été étudiés : nous in-

diquerons la dernière disposition adoptée, et dirons ensuite quelques

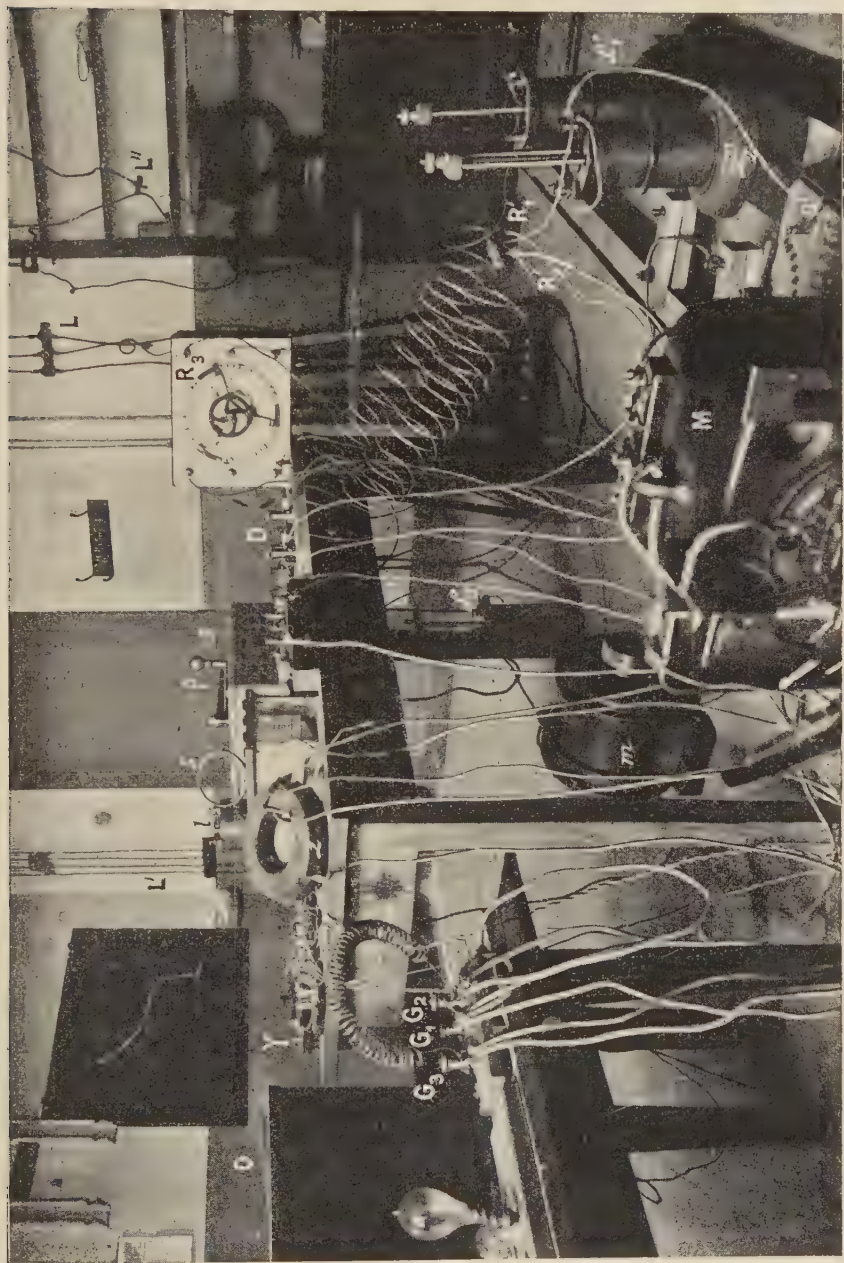


FIG. 41. — Ensemble du dispositif d'essais.

mots des dispositifs primitifs, en mentionnant les raisons qui ont conduit

à l'exécution définitive. Ces explications seront d'ailleurs complétées au chapitre suivant, dans le résumé des essais successifs.

Commutateur tournant. — C'est un collecteur à 12 lames, dont le diamètre est de 88,2 mm ; chaque lame est formée en réalité de 2 lames de cuivre assemblées jointives avec une précision telle qu'on ne voit pas la ligne de raccordement ; l'isolant, d'une épaisseur de 0,7 mm, est en mica tendre spécial.

L'ensemble constitué par une lame et un isolant a un développement de 23,1 mm, dont 22,4 mm pour la lame et 0,7 mm pour l'isolant.

Les lames sont reliées alternativement aux deux bagues par l'intermédiaire des deux cercles concentriques nettement visibles sur la figure 39.

Chaque bague, en cuivre rouge, porte deux frotteurs en toile de laiton, un frotteur principal plus large F_1 et F_2 pour l'amenée du courant, et un frotteur auxiliaire F'_1 et F'_2 pour la prise de tension pour l'oscillographe ; chaque frotteur auxiliaire est monté sur le tourillon du frotteur principal opposé, mais il en est isolé par une double feuille de papier fort.

Comme on ne peut prendre la tension sur la lame de collecteur même, on la prend par le frotteur auxiliaire, sur la bague qui lui est connectée, la résistance intermédiaire étant insignifiante dans la plupart des cas ; l'emploi du frotteur auxiliaire évite l'erreur qui résulterait de la chute de tension dans le contact entre F_1 et la bague.

La première série d'essais (il en a été fait quatre séries successives) a été exécutée avec un collecteur différent, visible dans la figure 42. Ce collecteur comportait 48 lames, réunies en court-circuit par groupes de 6, de façon à constituer 8 groupes reliés alternativement aux deux bagues B_1 et B_2 . Ce dispositif a donné lieu à des ennuis divers, qui nous ont obligé à le remplacer par celui que nous avons décrit plus haut. Les isolants étaient, comme c'est fréquemment le cas dans les dynamos, en mica dur ordinaire, qui s'use moins vite que le cuivre ; et nous avons eu beaucoup de mal pour arriver à réaliser des contacts seulement médiocres. D'autre part, la discontinuité des six lamelles constituant une lame unique, produisait des variations dans le contact, gênantes pour des recherches précises.

Nous avons pu, à cette occasion, nous rendre compte que le système préconisé par de nombreux auteurs, consistant à *gratter les micas* à 1 mm au-dessous de la surface cylindrique du collecteur, est *défectueux* et doit être rigoureusement proscrit. Indépendamment, en effet, de l'inconvénient, souvent signalé, relatif au dépôt de la matière conductrice des balais dans la rainure ainsi pratiquée, dépôt qui, dans certains cas, peut

engendrer des « flashes » ou *feux tournants* autour du collecteur, il y en

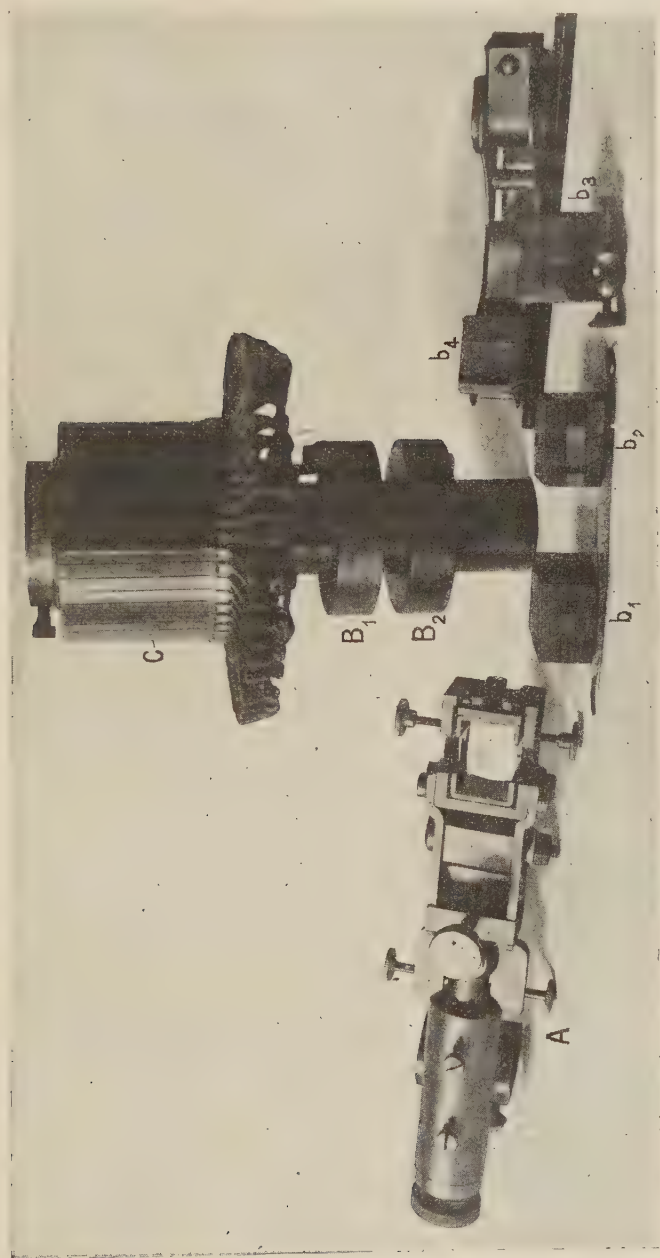


FIG. 42. — Ancien collecteur, porte-balai spécial et blocs.

a un autre, à notre avis, plus important encore : le cuivre du collecteur étant généralement très tendre, la lame s'use par le choc qui se produit

à l'entrée sous le balai et à la sortie, et prend très vite une forme bombée, de rayon de courbure inférieur au rayon du cylindre ; les balais ne touchent plus alors que sur la partie supérieure et par suite sur une portion très réduite de la lame. On le voit nettement sur la figure 42, à hauteur de la lettre C : sur chaque lame, il y a un intervalle non noirci un peu plus grand à gauche qu'à droite, la gauche ayant été le côté d'entrée dans le fonctionnement du collecteur, que l'on a conservé tel que l'avait laissé le dernier essai.

Ce bombage des lames est très gênant pour une bonne commutation : il provoque des vibrations du balai, et réduit la durée de commutation. Certaines commutations raccourcies, observées par Arnold et Jordan (ce dernier grattait ses micas), peuvent être dues en partie à cette cause et en partie à l'emploi des porte-balais à glissière.

Quand on nettoie le collecteur avec du *papier de verre* ou de la *toile émeri*, placés sur une planchette, ou tenus à la main, ce bombage, au lieu de disparaître, s'accroît, la main s'enfonçant et se relevant automatiquement dans les vallées et sur les bosses ainsi constituées. Si, pour ramener le collecteur à la forme cylindrique, on le rectifie à la meule, le cuivre s'écrase dans la rainure et l'arête de contact devient de plus en plus irrégulière.

A ce sujet, faisons remarquer que, pour conserver un collecteur parfaitement rond, il faut s'abstenir du nettoyage exécuté comme il vient d'être dit. On doit employer une longue bande de toile émeri passée autour du collecteur (comme un frein à ruban) ou une toile placée à l'intérieur d'une paire de coussinets en bois (du diamètre approximatif du collecteur) formant mâchoire et pince sur le collecteur. Ces dispositifs ne sont évidemment guère applicables qu'aux petits et moyens collecteurs : ils sont toutefois les seuls à utiliser, si l'on tient à garder de bons contacts, pour des essais de précision ; c'est ainsi que nous avons procédé, avec un soin scrupuleux, dans notre quatrième et définitive série d'essais.

Balais et porte-balais. — Pour les essais avec balais métalliques, nous avons utilisé les types courants de porte-balais à ressort. Mais, pour les balais de charbon, nous avons eu recours, malgré ses inconvénients, au porte-balai à glissière.

Après de nombreux tâtonnements, qui ont porté sur les trois premières séries d'essais, nous nous sommes arrêté au modèle représenté en A dans la figure 42, et dont le détail est donné dans la figure 43 : *a*, coupe verticale, et *b*, plan. Il est tout en laiton.

Le porte-balai se compose d'une glissière B avec un évidement pour laisser passer les vis de prise de courant du bloc ; cette glissière est

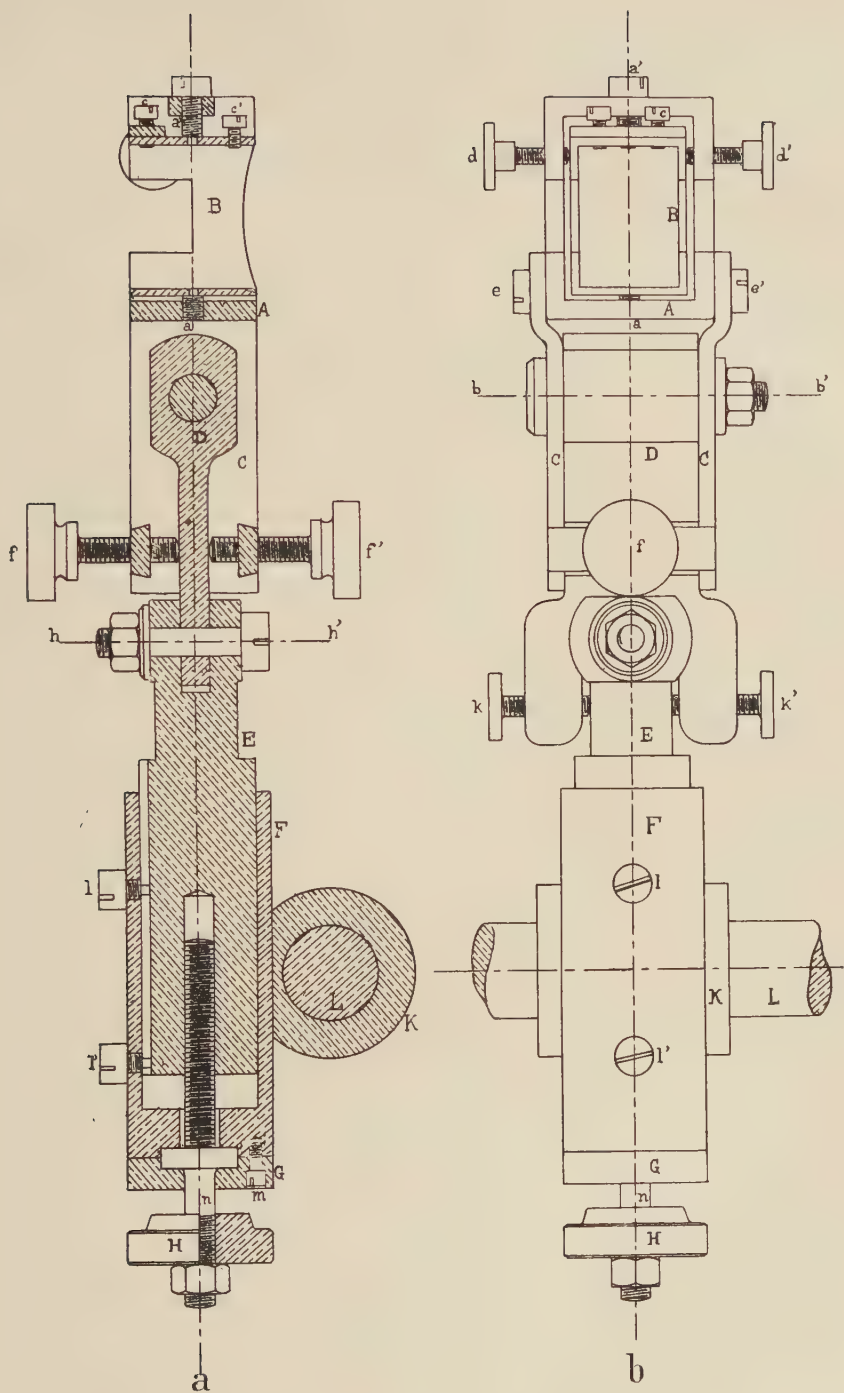


FIG. 43. — Porte-balai spécial à glissière et réglages multiples :
a, coupe verticale; *b*, plan.

mobile autour de deux petits tourillons horizontaux a, a' fixés dans un cadre A; la glissière est maintenue dans la position choisie par deux vis de butée d et d' .

Ses dimensions intérieures sont : longueur, 30 mm; largeur, 20 mm. Elle est évidée en courbe vers le bas pour permettre de la placer très près du collecteur.

Les petites vis, au nombre de trois, c et c' , placées en bout, servent à régler le frottement du bloc de charbon, dont les dimensions varient légèrement d'un bloc à l'autre.

Le cadre A, rigidement fixé au cadre C par les vis e, e' , est mobile avec lui autour de l'axe bb' , porté par la tige plate D, au moyen d'un fourreau : les vis de butée f, f'' permettent d'immobiliser le cadre dans la position voulue.

La tige plate D repose à son tour sur un piston E par l'intermédiaire d'un axe vertical hh' , autour duquel elle peut tourner; les vis de butée k, k' , servent à la fixer dans la position voulue.

Enfin le piston E peut glisser dans un cylindre F sous l'action d'une vis micrométrique H, maintenue en place par la plaque G, fixée au cylindre par la vis m ; deux vis l, l' de guidage, dans une rainure du piston, l'empêchent de tourner dans son déplacement.

Le cylindre F est brasé sur le coussinet K, fixé par des vis de pression sur le tourillon L; ce tourillon est disposé horizontalement entre deux pieds droits en fer cornière, tirefonnés sur les traverses qui portent le reste du groupe.

Le bloc de charbon a été rodé au préalable (comme il sera expliqué plus loin) au diamètre exact du collecteur (à moins de $1/10$ mm près); pour le placer en coïncidence exacte avec la surface cylindrique du collecteur, lorsqu'il a été disposé à frottement doux, sans jeu dans la glissière, on dispose de quatre réglages, grâce au porte-balai ci-dessus décrit : rotation autour de l'axe horizontal aa' sensiblement perpendiculaire à l'axe du collecteur, rotation autour de l'axe horizontal parallèle au collecteur bb' , rotation autour de l'axe vertical hh' et translation suivant la direction horizontale perpendiculaire au collecteur, axe des figures a et b .

Le porte-balai ainsi constitué n'est évidemment pas d'un type industriel, mais il nous a rendu de grands services et s'est fort bien comporté; nous sommes arrivé à cette forme définitive, après de longs tâtonnements, en constatant successivement la nécessité des quatre réglages mentionnés et en cherchant à les réaliser de la façon la plus simple et la plus pratique.

Les blocs avaient comme dimensions approximatives : longueur périphérique, 30 mm; largeur, 20 mm; hauteur, 40 mm. On ne les a utilisés

ordinairement que sur une bande de contact de 16 à 20 mm de longueur (cette longueur ne pouvait dépasser 22,4 mm, développement périphérique d'une lame) et sur une largeur de 5 à 8 mm, en les taillant en biseau, comme on le voit en b_1 et b_2 sur la figure 42. La prise de courant sur le balai était réalisée au moyen de deux cosses serrées dans un boulon en laiton traversant le charbon à sa partie supérieure, parallèlement au collecteur.

La pression d'appui sur le bloc est obtenue au moyen d'un ressort d'après le dispositif de la figure 43 *bis*, visible également dans la figure 39. Le ressort à boudin r est comprimé entre deux cuvettes, l'une inférieure c' , appuyant par le bouton b sur le centre légèrement évidé de la face supérieure du bloc, et portant une tige mince d'acier p qui traverse verticalement tout le système, l'autre c maintenue contre l'extrémité de la tige d'une vis micrométrique B passant dans un écrou A serré sur un portique fixé aux traverses portant le groupe : la quantité dont la pointe p dépasse la face supérieure de la vis B fournit une mesure facile de la compression du ressort, et on obtient immédiatement l'effort total agissant sur le charbon en ajoutant à la tension du ressort, déduite, par un étalonnage simple, de la longueur dépassante de la tige, le poids de l'ensemble formé par les deux cuvettes, la tige, le ressort et le bloc.

Dans les deux premières séries d'essais, nous avons employé le dispositif de pression à cylindre pneumatique de la Compagnie Morgan, qui a été utilisé industriellement sur des turbo-dynamos : nous l'avons abandonné dans les séries suivantes, parce qu'il ne permettait pas de connaître avec une approximation convenable l'effort utile exercé sur le bloc, à cause des frottements élevés et peu constants du piston dans le cylindre à air ; il présentait également l'inconvénient de manquer de souplesse aux faibles efforts demandés par nos blocs à surface de contact très réduite (1 à 2 cm² seulement).

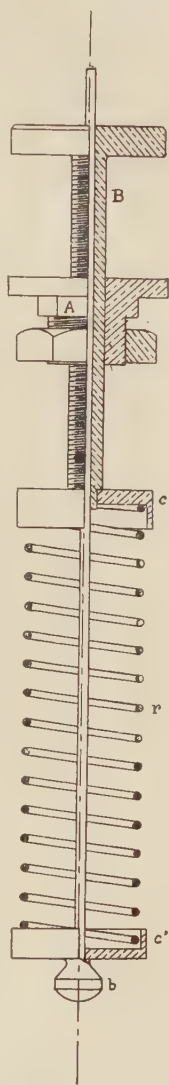


FIG. 43 *bis*. — Ressort du porte-balai spécial.

Fonctionnement du porte-balai à glissière. — Nous avons eu recours au porte-balai à glissière, de préférence au porte-balai à marteau, principalement parce que ce système nous a permis d'employer aisément divers blocs de mêmes dimensions et de nature différente, et surtout

d'enlever et de mettre en place rapidement un bloc en étude, sans avoir chaque fois à opérer un réglage long et pénible. Or on a besoin d'exécuter fréquemment cette manœuvre pour surveiller l'état de la surface de contact pendant les essais, et pour roder à nouveau cette surface quand elle a été attaquée.

Ce qui rend particulièrement pénible les essais de contact, c'est que, chaque fois qu'on a touché à la surface frottante du balai, il faut laisser tourner très longtemps le système pour donner le temps à la surface de se roder à nouveau, et encore n'obtient-on généralement par ce procédé qu'un contact médiocre, la plupart des charbons étant assez durs pour attaquer plus ou moins le collecteur et ne se roder que très lentement de leur côté.

Nous avons obtenu des résultats bien meilleurs et plus rapides en rodant le balai à part, comme il sera expliqué plus tard, dans une glissière spéciale et le plaçant ensuite dans le porte-balai.

Toutefois, par suite de l'entraînement du bloc par le frottement du collecteur, il faut, pour obtenir un bon contact, réaliser un ajustage assez exact du bloc dans la glissière (les vis c et c' étaient très utiles dans ce but) et faire arriver la glissière aussi près que possible du collecteur.

La figure 44 fait comprendre les réactions qui se produisent du fait de la rotation. Le balai B taillé en biseau touche le collecteur le long de l'arc D'D. Pour une pression verticale uniforme dans les filets du bloc, un calcul simple ⁽¹⁾ montre que la résultante des forces de frottement est une force F horizontale et dans la direction du mouvement, appliquée

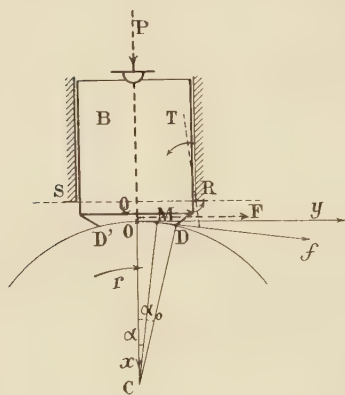


FIG. 44. — Forces de frottement sur un bloc avec léger jeu dans la glissière.

en un point Q situé au-dessus et très près du milieu de l'arc de contact (à environ 4/10 mm au-dessus, pour un bloc touchant sur 20 mm un collecteur de 88 mm de diamètre). Si le balai présente du jeu dans sa glissière, il vient buter contre l'arête R de cette glissière, et si l'arête de la glissière, au lieu d'être près du collecteur, est située au-dessus de l'horizontale QF d'application de la résultante F, il se produit un couple dans le sens des flèches, tendant à soulever la partie du balai OD vers la sor-

(1) Soit (fig. 44) un point M tel que le rayon correspondant fasse un angle α avec le rayon moyen du contact (vertical); la force de frottement en ce point est tangente au collecteur de rayon r , et on peut la supposer proportionnelle à $\cos \alpha$, pour une pression verticale uniforme sous le balai. Pour un arc infiniment petit ds , elle sera $F \cos \alpha ds$, et les composantes x et y de la résultante des

tement en ce point est tangente au collecteur de rayon r , et on peut la supposer proportionnelle à $\cos \alpha$, pour une pression verticale uniforme sous le balai. Pour un arc infiniment petit ds , elle sera $F \cos \alpha ds$, et les composantes x et y de la résultante des

tie et à appliquer davantage sur le collecteur la partie OD' située à l'entrée.

Pour éviter cet inconvénient, il faut supprimer autant que possible le jeu dans la glissière et surtout abaisser l'arête R, le plus près possible du plan horizontal QF, afin de réduire le moment du couple de déréglage du balai. L'inconvénient principal du balai à glissière, à direction perpendiculaire au collecteur, réside dans ce fait que la pression n'est jamais bien exactement répartie sous le balai et que sa valeur moyenne n'est connue qu'avec une approximation médiocre, par suite des frottements du bloc dans la glissière.

Son emploi serait donc à proscrire dans des recherches où on voudrait étudier particulièrement l'action des variations de la pression sur le contact ; mais la grande facilité de réglage qu'il permet de réaliser le rend précieux, sinon nécessaire, pour l'étude des phénomènes si complexes du contact, quand la variable *pression* n'est pas considérée comme trop importante.

Il a été fait usage de deux ressorts, le numéro 1 plus faible et le numéro 2 plus fort ; l'étalonnage a montré que les variations de tension étaient proportionnelles aux variations de longueur dépassante de la tige.

Les droites d'étalonnage peuvent être représentées par les deux formules, où p désigne l'effort de tension en grammes et l la longueur dépassante de la tige en mm :

$$\text{Ressort n° 1 : } p_1 = 6,4(l_1 - 21).$$

$$\text{Ressort n° 2 : } p_2 = 14,7(l_2 - 10).$$

forces de frottement pour un arc de contact $2\alpha_0$, seront (axes de la figure 44), avec $ds = r d\alpha$,

$$\begin{aligned} X &= \int_{-\alpha_0}^{\alpha_0} Fr \cos \alpha \sin \alpha \, d\alpha = 0 \\ Y &= \int_{-\alpha_0}^{\alpha_0} Fr \cos^2 \alpha \, d\alpha = Fr \left(\alpha_0 + \frac{\sin 2\alpha_0}{2} \right) \simeq 2Fr\alpha_0. \end{aligned}$$

Le moment N de cette force par rapport à l'origine 0 (milieu du contact) est :

$$\Sigma xY - yX,$$

soit

$$\begin{aligned} N &= Fr^2 \int_{-\alpha_0}^{\alpha_0} [(1 - \cos \alpha) \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha \cos \alpha] \, d\alpha = Fr^2 \int_{-\alpha_0}^{\alpha_0} (\cos^2 \alpha - \cos \alpha) \, d\alpha \\ N &= Fr^2 \left(\alpha_0 + \frac{\sin 2\alpha_0}{2} - 2 \sin \alpha_0 \right); \end{aligned}$$

le point d'application a pour abscisse x_0 ,

$$x_0 = \frac{N}{Y} = r \frac{\alpha_0 + \frac{\sin 2\alpha_0}{2} - 2 \sin \alpha_0}{\alpha_0 + \frac{\sin 2\alpha_0}{2}} = -r \frac{\alpha_0^2}{6 - 2\alpha_0^2},$$

par développement en série. Pour $r = 44$ mm, arc DD' = 20 mm, on trouve $x_0 = 4/10$ mm.

Rodage des blocs et ajustage sur le collecteur. — Nous avons commencé par roder les blocs sur une meule cylindrique en bois portant de la potée d'émeri collée avec un enduit, spécial et pour éviter la formation de rayures cylindriques dans le bloc, la meule était montée sur le chariot d'une petite limeuse et se déplaçait à la main sous le bloc maintenu dans une glissière.

Nous nous sommes vite aperçu que le rodage ainsi obtenu était défectueux et donnait une surface de révolution dont la section méridienne, au lieu d'être rectangulaire, présentait une forme légèrement bombée, comme le montre la figure 43; le résultat était dû aux déplacements dans la glissière du bloc entraîné longitudinalement avec la meule, grâce au léger jeu inévitable entre la glissière et le bloc.

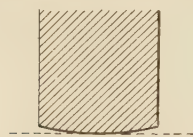


FIG. 43. — Coupe d'un bloc mal rodé.

Pour supprimer cet inconvénient, il fallait roder le bloc sans déplacer la meule, et par suite utiliser une meule assez fine pour ne pas produire de rayures circulaires dans le charbon.

Nous avons essayé successivement une meule taillée dans de la *Pierre à l'huile*, à grain fin et moyennement dur, qui rodait bien, mais lentement, en donnant une surface trop polie et par suite avec des propriétés de contact probablement différentes de celles de la surface normale; une meule en composition dite *India*, à grain fin, très dur qui rodait encore plus lentement et moins aisément, puis finalement, ce qui nous a donné le meilleur résultat, *une meule d'émeri* à grain très fin de la maison H. Essig, de Nancy, amenée au diamètre exact du collecteur (au 1/10 mm près) par *meulage*.

Le dispositif de rodage comprenait finalement (fig. 46) trois meules commandées par un petit moteur à courant continu, avec réducteur à friction, tournant ainsi à une vitesse d'approximativement 500 t/m; les meules disposées sur le plateau d'une petite limeuse pouvaient être amenées sous la glissière de rodage fixe.

La meule du milieu β est à gros grains et a été taillée à la molette: elle mord très énergiquement et amène en quelques secondes le bloc à la forme cylindrique voulue; le rodage se fait ensuite avec l'une ou l'autre des deux meules α et γ ; la meule α est à grain fin, la meule γ à grain plus gros, mais elles ont été toutes les deux taillées par meulage, et elles rodent et ne mordent plus: on se servait plus généralement de la meule α , qui donnait une surface brillante mais non glacée, absolument analogue à celle que produit le frottement *très prolongé* sur le collecteur.

Quand le bloc est rodé, il faut le poser sur le collecteur et, grâce aux quatre réglages du porte-balai, le problème est théoriquement possible; l'expérience nous a montré qu'il est pratiquement très laborieux à ré-

souder. Nous avons facilité beaucoup l'ajustage, en opérant avec les précautions suivantes.

La glissière de rodage est munie de vis de pression (on les voit sur la figure 46, 2 en avant et 4 sur le côté); la face arrière, dans la figure, sert de plan de repère; on note la face du bloc qui y sera toujours appliquée, et on fait tourner les meules dans le sens de la flèche pour qu'elles tendent à appuyer le bloc sur cette face; la glissière est ensuite réglée (par

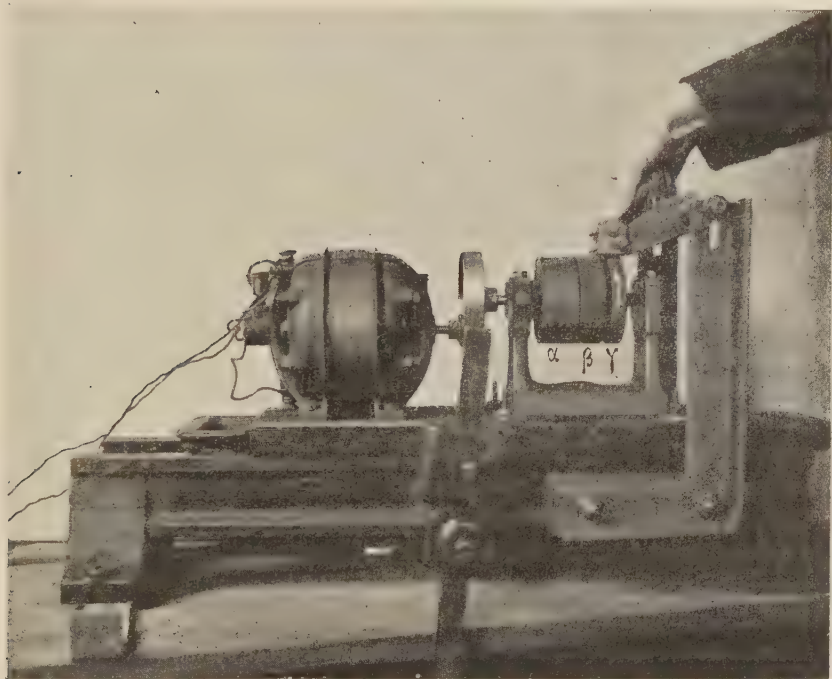


FIG. 46. — Dispositif de rodage des blocs.

action sur le tourillon qui la porte) pour que la face supérieure du bloc soit horizontale, ce qu'on vérifie avec un petit niveau à bulle d'air de précision Belliéni. Le bloc est maintenu à frottement assez dur dans la glissière et on appuie à la main pour exercer la pression nécessaire.

Le bloc, une fois rodé, est transporté sur le collecteur et disposé de façon que la face repérée soit à la sortie des lames (face arrière de la figure 39); puis, en agissant sur les vis dd' et ff' (fig. 43), on règle le bloc pour que sa face supérieure soit horizontale à nouveau, ce qui donne immédiatement l'exécution de deux des quatre réglages nécessaires; on n'a plus qu'à agir sur la longueur du porte-balai avec la vis H et sur les vis k et k' pour mettre le balai sensiblement en place. Le

réglage définitif n'exige plus que de très petits déplacements qui s'exécutent d'après l'examen des courbes oscillographiques.

Ce réglage est la partie pénible des essais de ce genre, et ce n'est qu'après de *longs mois* de recherches que nous sommes arrivé, pour notre quatrième série d'essais, grâce au mode opératoire décrit ci-dessus, à l'exécuter assez rapidement, quelquefois en moins d'une demi-heure, quelquefois après deux ou trois heures de tâtonnements, au courant desquels on examinait fréquemment le balai pour se rendre compte de l'état des surfaces frottantes.

Le système employé permettait, après réglage bien réalisé, d'enlever et de remettre le bloc sans avoir, en général, à modifier la position du porte-balai.

Oscillographe mixte Blondel. — Au début de nos essais, nous ne disposions que de l'oscillographe double Blondel, modèle à fer doux de Carpentier, de 1900. La première série d'essais ayant montré que le relevé de tensions aussi rapidement variables et de faible valeur nécessitait l'emploi de l'oscillographe bifilaire, M. Blondel, auquel nous ne saurions trop exprimer ici notre reconnaissance, a fait exécuter pour nous, par M. Camillerapp, constructeur au Raincy, un oscillographe bifilaire adaptable à la place d'un des appareils à fer doux de notre oscillographe double ; de sorte que nos séries d'essais, sauf la première, ont été réalisées avec un oscillographe mixte, comprenant un équipement bifilaire et un équipement à fer doux. La sensibilité du bifilaire, ainsi placé dans un appareil à aimant permanent, est plus faible que celle des bifilaires les plus parfaits à électro-aimant, mais elle a été bien suffisante pour nos besoins. L'équipage en bronze, établi pour un courant maximum continu ou efficace de 0,1 ampère, donnait en effet une déviation d'environ 24 mm sur la plaque de verre dépoli, pour un courant continu de 0,1 ampère : la résistance, y compris connexions et petite résistance additionnelle, avait été réglée à 4 Ω , et une boîte de résistance non inductive permettait de porter la résistance totale à une valeur quelconque, pour faire varier la sensibilité du bifilaire : sa sensibilité maximum, pour la résistance de 4 Ω , correspondait à 24 mm pour 0,4 volt, soit 60 mm pour 1 volt. L'appareil était étalonné fréquemment et revenait bien au zéro.

Le courant dans la section était relevé au moyen de l'équipage à fer doux, avec trois paires de bobines, dénommées bobines 6 A, bobines 10 A et bobines 40 A, qui pouvaient être connectées en série ou en parallèle.

Leurs constantes étaient les suivantes (en série) :

	Résistance en $m\Omega$	Self-induction en microhenry (μH)	Sensibilité : ampères par cm de déviation
Bob. 6A.....	50 $m\Omega$	35 μH	4,2
Bob. 10A.....	8 $m\Omega$	12 μH	7,5
Bob. 40A.....	1,8 $m\Omega$	(non mesurable)	20

Le miroir tournant, ou mieux oscillant, de l'oscillographe peut être commandé soit par une manivelle à main, soit par un moteur synchrone comportant trois paires de pôles; un déplacement complet du miroir correspond dans ce cas à 3 périodes, dont deux environ sont étalées sur la plaque en verre dépoli et dont l'autre est supprimée par l'obturateur automatique pendant la course de retour.

Les courbes lumineuses données par l'oscillographe peuvent alors être étudiées de deux façons :

1° *Par l'observation directe sur le verre dépoli* (format 9×12 cm). — Suivant les cas, nous faisons cette observation directe, soit en entraînant à la main le miroir à une vitesse convenable, soit en le faisant tourner par le moteur synchrone, alimenté par un petit alternateur A manchonné en bout d'arbre du commutateur tournant (*fig.* 39) et comportant six paires de pôles.

Comme le collecteur est à 12 lames, il y a donc une commutation par demi-période, soit près de 4 commutations par plaque (on en voit 3 et une fraction, sur la figure 40). Le moteur synchrone et le ressort de rappel du miroir ne permettent le fonctionnement qu'entre 30 et 60 périodes par seconde, correspondant à une vitesse de l'arbre du commutateur tournant comprise entre 300 et 600 t/m, soit une vitesse périphérique du collecteur (dont le développement est 27,5 cm) comprise entre 1,375 et 2,75 m/sec.

Ce sont évidemment là des vitesses linéaires notablement plus faibles que celles qui interviennent dans la commutation des dynamos (ordinairement 9 à 10 m/sec); mais elles permettent de réaliser un enregistrement plus visible des courbes de courant et de les mieux étudier; dans les essais, avec manœuvre à main, la vitesse était poussée jusqu'à 1 400 ou 1 500 t/m (soit environ 6,8 m/sec), valeur assez courante dans les dynamos normales.

L'entraînement à moteur synchrone était particulièrement précieux pour le réglage des blocs sur le collecteur : un grand miroir disposé obliquement au-dessus du verre dépoli renvoyait l'image vers l'opérateur, qui, placé près du collecteur, pouvait observer les variations des courbes correspondantes aux réglages qu'il effectuait et arrivait ainsi plus aisément à la mise en place définitive du bloc étudié.

Avec l'entraînement à main (un tour de manivelle équivalait à 20 tours du moteur synchrone), l'observation était plus difficile : c'était le système employé pour les vitesses supérieures à 600 t/m.

2° *Par photographie instantanée.* — Un arbre solidaire de celui du moteur synchrone porte un cylindre conducteur, coupé par un secteur isolant, qui provoque l'ouverture de l'obturateur électrique (fermé par une manette spéciale, pendant un déplacement du miroir, donnant ainsi, sur une plaque photographique substituée au verre dépoli, un tracé lumineux *unique*. Le miroir du bifilaire fournissait un tracé lumineux plus faible et toujours moins visible sur les figures que celui de l'oscillographe à fer doux ; on a même dû souvent le renforcer d'un trait de crayon, en particulier dans les variations brusques de tension, pour le rendre visible sur les épreuves au papier.

Dans la commande par moteur synchrone, un déplacement total du miroir correspond à 6 demi-périodes et par suite à 6 commutations, c'est-à-dire à un demi-tour du collecteur ; par suite de la persistance lumineuse sur la rétine, on aperçoit simultanément sur la plaque dépolie 3 ou 4 commutations appartenant à une moitié du collecteur et 3 ou 4 commutations appartenant à l'autre moitié ; comme les courbes sont toujours plus ou moins différentes de lame à lame (quelle que soit la perfection du réglage), on voit deux courbes voisines sur tout le trajet ; mais la photographie, qui ne comprend qu'un déplacement du miroir, ne donne jamais que l'un de ces tracés.

Le nombre de lames du collecteur et le nombre égal de pôles de l'alternateur, 12, ont été choisis un multiple du nombre de pôles du moteur synchrone de l'oscillographe, 6, pour qu'une commutation donnée se projette toujours au même point de la plaque ; pour 6 lames au collecteur et 6 pôles à l'alternateur, on n'aurait vu qu'un seul tracé sur la plaque ; pour 18 lames, on aurait vu trois tracés.

Dans la première série d'essais, pour utiliser un petit alternateur à haute fréquence que nous possédions déjà, comportant 8 paires de pôles, et pour étaler aussi longuement que possible la courbe sur le verre dépoli, nous avons adopté, comme il a été dit plus haut, un collecteur à 8 lames (8 groupes de 6 lamelles).

Le diamètre étant de 94 mm, le développement périphérique d'une lame était 36,9 mm, permettant l'emploi de balais de 30 mm de développement périphérique. (C'est pour cette raison que nos blocs avaient été commandés de cette dimension.)

Une commutation, y compris le plat de la courbe, correspondait alors à une période, soit à $1/3$ de tour du moteur synchrone, et $2/3$ de la plaque dépolie ; mais, par suite de ce que le collecteur comportait 8 commutations, 4 dans chaque sens, et le tour du moteur 3 périodes, on voyait sur la plaque dépolie les 8 commutations, successivement, se coupant par le milieu deux par deux ; la photographie n'en donnait naturellement qu'une seule, comme précédemment.

Cet aspect étant gênant pour l'observation, et la difficulté de faire toucher un balai sur 30 mm de longueur périphérique avec un aussi petit diamètre de collecteur étant considérable, on a, pour les autres séries d'essais, adopté le collecteur décrit à 12 lames et l'alternateur à 12 pôles; une commutation n'occupe plus sur la plaque de l'appareil que 26 mm, au lieu de 52 mm correspondant à la période totale, mais on voit plusieurs courbes à la suite, ce qui est préférable pour l'étude du phénomène.

Section d'essai. — La section G_1G_2 (fig. 38) comporte la bobine d'oscillographe avec ses connexions aux deux bornes G_1 et G_3 ; on y ajoute à volonté une résistance ohmique ou une bobine de self-induction.

Les résistances ohmiques utilisées sont constituées par des boudins de maillechort de résistances 26 m Ω , 56 m Ω et 120 m Ω .

La bobine de self-induction graduée, visible en $\mathcal{L}$ (fig. 41), est constituée de quatre galettes en lames de cuivre comprenant, les deux premières, 20 spires, et les deux dernières, 25 spires chacune, suivant le schéma de la figure 47; en utilisant deux quelconques des fils de liaison A, B, C, D et F, on a diverses valeurs de la self-induction et de la résistance; ces valeurs sont consignées dans le tableau ci-dessous (elles ont été mesurées par la méthode du voltmètre et de l'ampèremètre, avec du courant alternatif à 400 périodes par seconde) :



FIG. 47. — Schéma d'enroulement de la bobine de self graduée.

Bobines.....	AB	DF	AC	CF	AD	BF	AF
Résistance en m Ω	39	49	70	90	123	133	168
Self-induction en μ H.	84	135	305	480	670	860	1310

Les connexions des bornes G_1 et G_2 aux frotteurs et les résistances de contact des bagues ont été modifiées dans divers cas et seront indiquées dans chaque groupe d'essai.

Les bobines de self des dérivations ont été de deux modèles, les unes d'une inductance de 10 Ω sous 50 périodes par seconde et les autres d'une inductance de 5,4 Ω dans les mêmes conditions.

Les deux batteries d'accumulateurs E_1 et E_2 étaient deux moitiés d'une batterie Tudor de 60 éléments, de 250 ampère-heures au régime de décharge en cinq heures.

Les bobines l et s (fig. 41), pour introduction d'une f. é. m. auxiliaire dans la section, seront étudiées ultérieurement, lors des essais de ce genre, au chapitre vi.

Le courant alternatif nécessaire au fonctionnement du moteur synchrone est emprunté à une phase de l'alternateur A, sous une tension d'environ 50 volts.

Pour terminer ce chapitre relatif à l'organisation des essais, qu'il nous soit permis d'adresser nos plus vifs remerciements :

En première ligne, au chef mécanicien du service électrique de notre Institut, M. Olivier, qui nous a apporté une contribution très importante au point de vue mécanique, a exécuté le porte-balai spécial, le montage du groupe principal, les diverses bobines de self et la machine à roder, et dont l'expérience pratique nous a été des plus utiles dans les multiples questions soulevées par cette complexe organisation.

Ensuite à la Compagnie générale électrique, qui nous a prêté le moteur du groupe et a exécuté pour nous les deux collecteurs, l'alternateur spécial et un socle destiné à supporter le groupe et ses accessoires pour des essais ultérieurs, et enfin aux Sociétés le Carbone, Morgan et C^{ie}, Conradty, qui ont gracieusement mis à notre disposition les charbons ordinaires et spéciaux nécessaires aux recherches.

CHAPITRE V

DESCRIPTION DES PREMIERS ESSAIS : PREMIERS RÉSULTATS

L'organisation primitive ayant été achevée fin juillet 1910, nous avons pu, dès le 6 août 1910, nous rendre compte de l'intérêt présenté par la méthode spéciale d'essais décrite plus haut, et relever les premiers clichés, le 20 août 1910.

La première série, avec oscillographe double à fer doux, ancien collecteur à huit groupes de six lamelles et balais pneumatiques, s'est terminée en fin décembre 1910.

La deuxième série, avec collecteur à douze lames, oscillographe mixte, bifilaire pour les tensions et fer doux pour les courants, balais rodés sur pierre à l'huile, et toujours porte-balais pneumatiques, amorcée le 20 février, s'est terminée le 7 mai 1911.

La troisième série avec balais à ressort, comprenant également une étude des balais métalliques, s'étend du 10 octobre au 18 décembre 1912.

Enfin la quatrième série, avec tous les perfectionnements définitifs, commencée le 26 décembre 1911, s'est terminée le 7 février 1912.

Il faut y ajouter l'étude sur dynamo, ou série R, du 15 mars au 14 avril 1912, date de la clôture définitive des essais.

Avant de donner les résultats de la dernière série, nous croyons utile de reproduire brièvement la marche des premières séries qui furent des séries de mise au point et de montrer comment nous avons été amené à formuler progressivement les lois des phénomènes au contact. Le caractère principal de ces phénomènes est leur extrême variabilité d'un cas à un autre et la grande difficulté que présente la réalisation de bons contacts.

PREMIÈRE SÉRIE D'ESSAIS

L'idée directrice de notre travail était, d'une part, de rechercher *expérimentalement la loi de variation de la tension de contact ε en fonction de la densité de courant j* , et, en particulier, de vérifier si cette loi peut être mise sous la forme *linéaire* classique :

$$\varepsilon = a + b_0 j; \quad (1)$$

et, d'autre part, d'examiner comment s'achève la commutation, quand on donne différentes valeurs à la self-induction et aux autres variables en jeu.

Nous avons utilisé concurremment deux types de balais très connus de la Société « le Carbone » : l'un, électrographitique très cuit et très homogène, connu sous le nom de balai Z ; l'autre, hétérogène et de grande résistance spécifique, appelé QS₁, employé fréquemment dans les dynamos à commutation difficile.

Au début de nos essais, nous ne possédions pas d'équipage bifilaire, et nous ne pouvions évidemment, à cause de la grande constante de temps et du peu de sensibilité des bobines à fil fin avec équipage à fer doux, obtenir qu'une indication grossière sur les tensions de passage ou de contact.

Notre système nous permettant d'effectuer des commutations sur résistance sans self, nous avons d'abord comparé les courbes de courant de section *i* *théoriques* et *expérimentales* se rapportant à ce cas.

Commutation sans self-induction. — L'équation classique devient, avec les notations usuelles,

$$Ri + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 0. \quad (2)$$

Si maintenant on introduit pour la tension de contact la loi (1), admise par beaucoup d'auteurs, et en particulier par l'école d'Arnold, on a :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= a + b_0 \frac{J + i}{\sigma} \frac{T}{T - t} \\ \varepsilon_2 &= a + b_0 \frac{J - i}{\sigma} \frac{T}{t} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Dans la différence, *tant que ε_1 et ε_2 restent de même sens, c'est-à-dire que le courant ne s'inverse pas au bec du balai, sous l'action de f. é. m. extérieures*, le terme *a* se supprime, et, comme l'ont signalé depuis long-

temps les physiciens de l'école d'Arnold, le terme b_0 intervient seul. Ce terme b_0 peut être appelé *la partie utile de la résistance de contact*.

Si nous posons $\frac{b_0}{\sigma} = \rho$, ρ sera la résistance utile de contact de la ligne de balais, l'équation deviendra :

$$Ri + (J + i) \rho \frac{T}{T - t} - (J - i) \rho \frac{T}{t} = 0$$

ou avec la variable $x = \frac{t}{T}$,

$$Ri + \rho \frac{J + i}{1 - x} - \rho \frac{J - i}{x} = 0.$$

On en tire, en posant $\frac{R}{\rho} = \mu$,

$$i = J \frac{\frac{1}{x} - \frac{1}{1-x}}{\mu + \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x}} = J \frac{2x - 1}{\mu x^2 - \mu x - 1}. \quad (4)$$

La courbe représentative de cette relation est symétrique par rapport au point $x = \frac{1}{2}$, $i = 0$; elle est tracée en O_1CO_2' (fig. 48).

Les coefficients angulaires des tangentes au point $x = 0$ et $x = 1$, d'une part, et de la tangente d'inflexion au centre C, d'autre part, sont donnés par les relations, en faisant abstraction des signes :

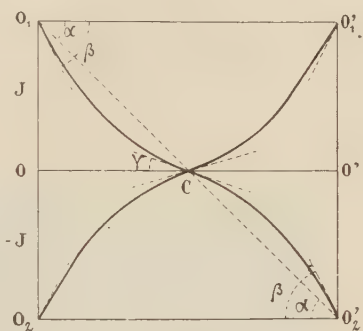


FIG. 48. — Diagramme de commutation sans self.

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \beta &= 2J \left(1 + \frac{\mu}{2} \right) = \left(1 + \frac{\mu}{2} \right) \operatorname{tg} \alpha \\ \operatorname{tg} \gamma &= \frac{2J}{1 + \frac{\mu}{4}} = \frac{1}{1 + \frac{\mu}{4}} \operatorname{tg} \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

La densité de courant j_0 à l'origine ou à la fin de la commutation est à la densité moyenne j_m dans le rapport $\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha}$; on a :

$$j_0 = j_m \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} = \left(1 + \frac{\mu}{2} \right) j_m. \quad (6)$$

La résistance de la section R agit donc en accélérant la commutation pendant la première moitié du temps et en la retardant dans la deuxième moitié, et par suite en augmentant la densité de courant au début et à

la fin de la commutation.

La figure 49 donne les différentes formes calculées pour le courant i , d'après la valeur du rapport $\mu = \frac{R}{\rho}$ (rapport de la résistance de la section à la résistance de contact utile) : pour $\mu = 0$, c'est la commutation linéaire, à résistance de contact seule; les autres courbes correspondent à $\mu = 1, 4$ et 10.

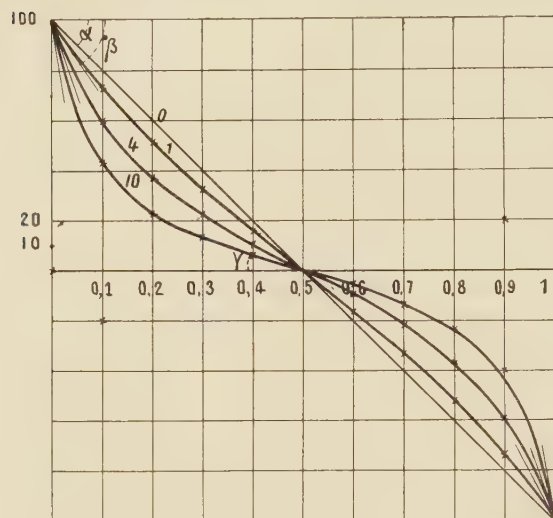


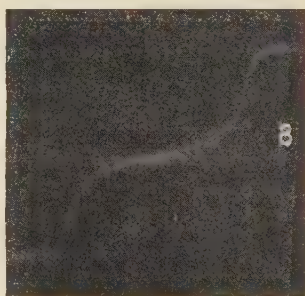
FIG. 49. — Diagrammes de commutation sans self : rôle de la résistance de la section.

Pour $\mu = 10$, la densité de courant finale est, d'après (6), égale à 6 fois la densité moyenne.

Inversement, des courbes relevées expérimentalement à l'oscillo-



$R = 90 \text{ m}\Omega$.



$R = 60 \text{ m}\Omega$.

Balai Z +; $3,6 \times 20 \text{ mm}^2$; pression très forte; bob. 10 A, vit. 380 t/m; $2J = 20 \text{ A}$; $\varepsilon = 0$.

FIG. 50.

graphe, on peut, d'après l'un ou l'autre des deux rapports $\frac{\lg \beta}{\lg \alpha}$ et $\frac{\lg \gamma}{\lg \alpha}$, déduire la valeur de μ , et par suite de ρ , la résistance de la section étant connue directement, et finalement de b_0 , résistance spécifique utile.

En pratique, on n'obtient ainsi que des résultats grossiers, par suite

de la différence des contacts d'une lame à l'autre (nos procédés de rodage et d'ajustage étant, à ce moment de nos essais, encore très imparfaits).

La figure 50 donne deux oscillogrammes obtenus avec balai Z : les deux courbes sont assez régulières, mais leur forme est en sens inverse de ce que devrait donner la résistance différente de la section : la courbe qui s'écarte le plus de la droite (cliché 8) correspond à la plus faible résistance de section, ce qui prouve, comme le justifiaient d'ailleurs les déformations des courbes sur le verre dépoli, que les variations de formes dues aux irrégularités du contact étaient beaucoup plus importantes que celles dues à une augmentation de résistance de 50 0/0.

La densité de courant était considérable, en valeur moyenne 20 A pour 0,72 cm², soit 28 A/cm² ; c'est à cause de cela que les courbes ont une forme assez régulière.

En fait, sur le verre dépoli, on apercevait, comme nous l'avons expliqué plus haut, des commutations des deux sens à la fois et on pouvait mesurer assez grossièrement l'angle moyen 2γ sous lequel les courbes paraissaient se couper (fig. 48) ; on en déduisait $\frac{R}{\rho}$ et par suite ρ .

De nombreux relevés de cette nature, effectués pendant le mois de septembre 1910, nous ont donné pour de grandes densités et de grandes pressions, des valeurs de l'ordre de grandeur suivant pour b_0 ,

$$\text{balai Z, } 20m\Omega/\text{cm}^2; \quad \text{balai QS}_4, 30m\Omega/\text{cm}^2.$$

L'écart entre ces deux valeurs est faible, comparée avec la résistance spécifique du charbon même, qui est, d'après le fabricant, par cm² $\times$ cm, en m Ω ,

$$\text{balai Z, } 4m\Omega; \quad \text{balai QS}_4, 13m\Omega.$$

Si grossiers que soient ces résultats, ils montrent cependant que le rôle de la résistance de contact dans la commutation n'est vraisemblablement pas, et à beaucoup près, aussi important que celui que lui prête la théorie dite d'Arnold et que dans la majeure partie des cas, la commutation doit s'effectuer autrement.

Avec les densités normales de 8 A/cm² pour le balai Z et 3 A/cm² pour le balai QS₁ (chiffres du fabricant), cela fait une chute ohmique utile ε_b sous le balai de 0,16 V pour le balai Z et 0,09 V pour le balai QS₄. On ne peut vraiment limiter à une valeur aussi basse la tension de réaction !

Commutation avec self-induction. — Nous avons donc exécuté une commutation avec self et obtenu les clichés, très typiques dès le début, 13 et 14, rassemblés dans la figure 51.

Les deux clichés correspondent aux mêmes conditions, sauf la résistance de la section, qui est un peu plus que doublée dans le cliché 14 : la pression non mesurée est assez forte et le balai touche bien.

La courbe du courant i peut se décomposer en trois parties : 1° dans la première Ox , la densité de courant n'étant pas très différente sous les deux lames, et la valeur de la résistance de contact utile étant, comme nous l'avons vu plus haut, très petite, la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ est négligeable et le courant varie dans la section suivant la loi :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri = 0,$$

c'est-à-dire suivant l'exponentielle :

$$i = J e^{-\frac{t}{\tau}} = J e^{-\frac{T}{\tau} x}$$

où τ désigne la *constante de temps* $\frac{\mathcal{L}}{R}$ de la section.

Le coefficient angulaire de la tangente à l'origine de la commutation a pour valeur, au signe près,

$$\operatorname{tg} \beta = J \frac{T}{\tau} = \frac{T}{2\tau} \operatorname{tg} \alpha :$$

le coefficient angulaire de la tangente à la courbe au début est en rapport inverse de la constante de temps.

On voit nettement sur la figure 51 que la courbe descend beaucoup plus vite dans le cliché 14 où la résistance est double.

Dans le cliché 13, la courbe marquée ε représente la tension de contact entre la lame avant et le balai, tandis que dans le cliché 14, la même courbe correspond à la tension entre la lame arrière et le balai ; il faut, pour avoir la tension entre lame avant et balai, se reporter à la commutation précédente dont la fin est seule visible sur le cliché 14. En effet, la tension relevée à l'oscillographe est prise entre une lame donnée (paire ou impaire) et le balai, et cette lame est alternativement avant et arrière dans les commutations successives.

2° On rencontre ensuite, dans la courbe i , un arrondi $\alpha\beta$, qui correspond à l'action normale de la résistance de contact, par suite de la grande augmentation de densité de courant dans la lame 1. On constate d'ailleurs que cette action étant d'autant plus grande que le rapport $\mu = \frac{R}{\rho}$ est plus faible, la variation de courant $\alpha\beta$ est plus grande dans le cliché 13 que dans le cliché 14 et, bien que l'exponentielle soit descendue moins bas dans le cliché 13, le point β correspond à peu près au même

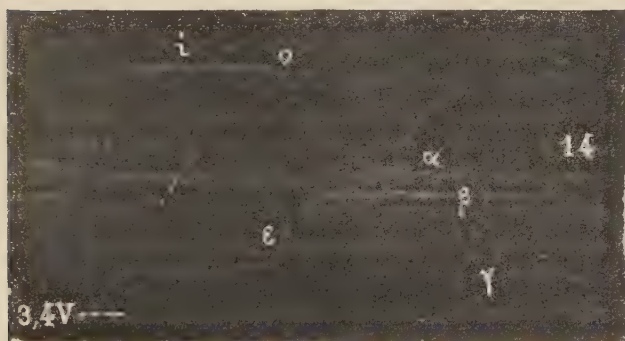
courant, par suite de l'action plus importante de la résistance de contact.

On voit aussi sur la courbe ε que la tension entre la lame arrière et le balai varie très peu au début et augmente nettement pendant cette période $\alpha\beta$.

3° La courbe se termine par une descente brusque $\beta\gamma$, terminée par un arrondi, qui d'ailleurs peut tenir à un excès d'amortissement de l'oscil-



$R = 104 \text{ m}\Omega$; $\tau = 3,05 \text{ ms}$.



$R = 216 \text{ m}\Omega$; $\tau = 1,47 \text{ ms}$

Balai Z +; $8,5 \times 21,5 = 183 \text{ mm}^2$; vit. 420 t/m; $2J = 22 \text{ A}$; $\mathcal{L} = 317 \text{ }\mu\text{H}$; petites étincelles.

FIG. 51. — Rôle de la résistance de la section.

lographe et que nous laisserons de côté pour le moment. A la descente brusque, c'est-à-dire à la diminution brusque du courant $J + i = i_1$, correspond une augmentation rapide de la d. d. p. de contact ε , sensiblement linéaire aussi : la résistance de contact, définie par le quotient $\frac{\varepsilon}{i_1}$, augmente donc sensiblement comme le carré du temps ou du courant i_1 , et comme la surface diminue seulement proportionnellement au temps, nous serions donc là en présence de la fameuse augmentation rapide (ici linéaire) de la résistance spécifique de contact, en fin de commutation, au

voisinage de l'étincelle (qui pourrait de son côté correspondre à l'arrondi final), augmentation tant de fois invoquée par Arnold et son école pour expliquer la fin de la commutation.

Hypnotisé nous-même par cette idée, nous avons longtemps cherché à nous imaginer par quel processus physique pouvait se réaliser cette augmentation de résistance au voisinage de l'étincelle, alors que logiquement on est conduit à penser que si le contact s'augmente d'étincelles en parallèle avec les chemins normaux du courant, la résistance apparente correspondante ne peut que diminuer et non s'accroître.

Nous n'avons trouvé l'explication, d'ailleurs fort simple, que plus tard, au courant de la troisième série d'essais : $\beta\gamma$ correspond à l'étincelle elle-même ! le temps T se termine en β . Il n'y a rien d'étonnant alors à ce fait que le quotient $\frac{\varepsilon}{i_1}$ augmente rapidement puisque l'étincelle s'allonge, d'une part, et que, d'autre part, la résistance d'une étincelle comme celle d'un arc s'accroît quand le courant diminue.

On pourrait être tenté de regretter l'absence d'un dispositif (fort complexe à organiser) qui indique exactement le commencement et la fin du contact géométrique de la lame avec le balai : un pareil dispositif, employé dans les essais d'Arnold et de Jordan (voir chap. III) n'est pas sûr, car souvent le contact vrai commence plus tard et finit plus tôt que ne l'indique la position géométrique, vu les irrégularités des lames et du balai : la preuve en est d'ailleurs évidente, puisque Arnold et Jordan, qui utilisaient ce dispositif, ne semblent pas avoir envisagé le fait que la soi-disant augmentation de la résistance de contact peut être la cessation du contact et son remplacement par l'étincelle, visible ou invisible, comme nous le démontrerons ultérieurement dans des essais plus précis.

Pour voir si les essais 13 et 14 correspondent aux conditions industrielles de la commutation à la ligneneutre, nous avons relevé les valeurs de R , $\mathcal{L}$, τ et T dans divers exemples de dynamos.

Nous avons trouvé, dans divers exemples cités par Hobart pour de grosses machines, des constantes de temps comprises entre 9 et 12 m/sec, pour les durées de commutation de 2 à 3 m/sec, c'est-à-dire un rapport de $\frac{\tau}{T}$ de 5 à 6, tandis qu'il est dans notre cas de $\frac{1}{3}$ et $\frac{1}{6}$ environ. Nous sommes donc loin de réaliser la même forme de courbe et dans la commutation vraie l'exponentielle s'abaisse beaucoup moins et le rôle de l'arrondi de résistance de contact et de la coupure finale doivent être beaucoup plus importants : nous le vérifierons plus tard.

La différence est moindre pour de petites machines, et dans une série de dynamos de 1 à 6 kw d'une bonne maison de construction, nous avons

relevé des constantes de temps τ d'environ 1 et 2 m/sec, suivant la tension, pour des durées de commutation de 1 m/sec, soit un rapport $\frac{\tau}{T}$ de 1 ou de 2, au lieu de 5 à 6.

La constante de temps τ joue un rôle important dans la commutation ; il est donc intéressant de noter que, pour une machine donnée, cette constante τ est indépendante sensiblement de la tension, tant que le nombre de lames reste constant : en effet, $\mathcal{L}$ et R augmentent tous deux comme le carré de la tension, à puissance constante ($\mathcal{L}$ comme le nombre de spires N_3^2 et R comme le quotient du nombre de spires par la section qui diminue en rapport inverse de N_3) ; τ varie d'ailleurs en raison inverse du nombre de lames.

Il est d'ailleurs intéressant de vérifier ce que donne, dans le cas des essais 13 et 14, le critérium classique de la tension de réactance ϵ_r . Sa valeur est ici :

$$\epsilon_r = 2I \cdot \mathcal{L} \cdot \frac{1}{T} = 22 \cdot 0,317 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1\,000}{9} = 0,78 \text{ V} ;$$

d'autre part, la densité de courant est élevée,

$$j_m = \frac{22}{1,83} = 12 \text{ A/cm}^2.$$

Bien que ϵ_r ou 0,78 V soit notablement plus petit que la chute ohmique au balai d'après les évaluations ordinaires, il y a des étincelles déjà très visibles.

Notons encore que les étincelles étaient sensiblement les mêmes, dans les deux cas, mais que la d. d. p. à la coupure finale était un peu augmentée par l'accroissement de résistance, 3,4 V au lieu de 2,3 V.

REMARQUE. — Il ne faut pas attacher d'importance à ce que la tension ϵ ne revient que lentement à sa valeur après la pointe ; cela tient à ce que la bobine à fil fin employée avait une constante de temps notable, environ $\frac{3}{4}$ milli-seconde.

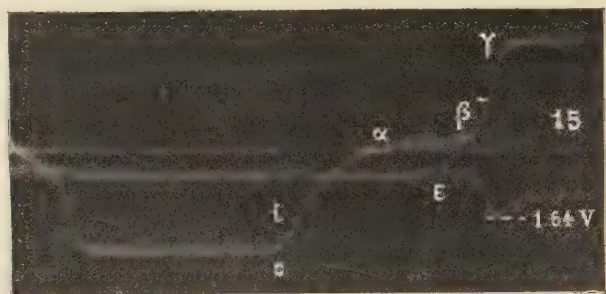
Les indications qu'elle donne ne sont donc que grossières dans les périodes où ϵ est rapidement variable.

À titre de comparaison, la figure 52 donne la commutation avec une self égale à la moitié de la précédente ; la pointe de tension est très petite ; la partie à pente rapide de la courbe i , soit $\beta\gamma$, est beaucoup plus courte et les étincelles sont à peine visibles.

La figure 53 se rapporte à la commutation sans self sous un balai QS_2 positif ; le contact est médiocre au milieu.

Les mesures prises directement sur le verre dépoli, dans les conditions du cliché 17 (*fig. 53*) ont conduit :

Par l'observation de l'angle de coupure au centre 2γ , à $b_0 = 26 \text{ m}\Omega/\text{cm}^2$, et d'après les tangentes aux points initial et final ($\text{tg } \beta$), à $b_0 = 35 \text{ m}\Omega/\text{cm}^2$.



Balai Z +; $8,5 \times 21,5 \text{ mm}^2$; vit. 405 t/m; $2J = 22 \text{ A}$; $R = 83 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{E} = 147 \text{ V}$.
Toutes petites étincelles, à peines visibles.

FIG. 52.



Balai QS₄ +; $9,5 \times 28 \text{ mm}^2$; vit. 375 t/m; $2J = 17,7 \text{ A}$; $R = 60 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{E} = 0$.

FIG. 53.

La densité de courant était $6,67 \text{ A/cm}^2$, environ le double de la normale, les valeurs données ci-dessus pour b_0 ne représentent que des ordres de grandeur.

Coupure d'un circuit par un commutateur tournant. — Dans le but de chercher à étudier de plus près la période finale de la commutation, nous avons reproduit les essais d'Arnold et de Liska décrits plus haut (chap. III, p. 99), en attendant que l'organisation d'un équipage bifilaire nous permette un relevé exact des d. d. p. au contact; mais nous avons opéré, sans self et avec self, à des tensions beaucoup plus faibles et variables.

Le montage est le même que celui d'Arnold (*fig. 34*, p. 99), il est donné à nouveau dans la figure 54; il suffit de supprimer une batterie

d'accumulateurs et la connexion à la bague correspondante ; pour obtenir des f. é. m. inférieures à 2 volts, nous avons fait débiter deux gros éléments d'accumulateurs sur une résistance très faible et nous prenions la tension entre deux points à distance variable de cette résistance, constituée par deux bandes de maillechort en parallèle.

Coupure sans self-induction. —

Si E désigne la f. é. m. appliquée au circuit, t le temps à partir du commencement de l'échappement de la lame, t_0 le temps que dure l'échappement, ε la d. d. p. au contact entre la lame et le balai, on a pendant l'échappement (R , résistance totale du circuit, non compris le contact) :

$$E = Ri + \varepsilon. \quad (1)$$

Si on introduit l'hypothèse déjà faite :

$$\varepsilon = a + b_0 j, \quad (2)$$

σ étant la surface du balai, il vient :

$$j = \frac{i}{\sigma} \frac{t_0 - t}{t_0}.$$

Nous remplaçons la variable t par une variable y représentant la fraction du temps d'échappement qui reste à courir, en posant :

$$y = \frac{t_0 - t}{t_0}, \quad j = \frac{i}{\sigma y}$$

et l'équation prend la forme, en j ,

$$E = R\sigma y j + a + b_0 j;$$

qui donne pour la limite j_0 de j au temps $t = t_0$, ou $y = 0$:

$$j_0 = \frac{E - a}{b_0}. \quad (3)$$

Théoriquement, il résulterait de cette formule que, pour $E \leq a$, la densité devrait être nulle à la limite, la densité négative n'ayant pas ici

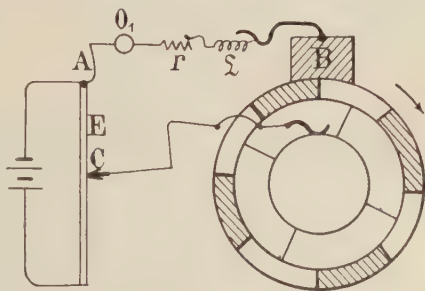
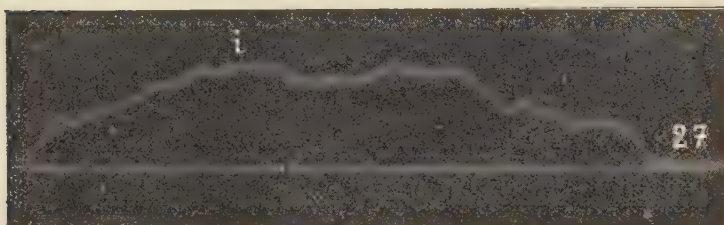


FIG. 54. — Coupure par commutateur tournant : essais de l'auteur.

de sens physique ; or quel que soit E , on constate que la tangente qui termine la courbe et qui mesure j_0 à un facteur près est loin d'être horizontale. La formule (3) et la loi (2) dont elle découle ne peuvent évidemment être valables au voisinage de $j = 0$, mais s'appliquent seulement pour des densités déjà appréciables.



$E = 0,88 \text{ V}$; $i_{\max} = 3,6 \text{ A}$; $i_{\text{moyen}} = 1,85 \text{ A}$; $eb = 0,31 \text{ V}$. Pas d'étincelles.



$E = 1,20 \text{ V}$; $i_{\max} = 5,4 \text{ A}$; $i_{\text{moyen}} = 2,65 \text{ A}$; $eb = 0,61 \text{ V}$. Pas d'étincelles.



$E = 1,40 \text{ V}$; $i_{\max} = 7,8 \text{ A}$.
Pas d'étincelles.



$E = 1,65 \text{ V}$; $i_{\max} = 10 \text{ A}$; $eb = 0,65 \text{ V}$.
Petites étincelles à peine visibles.

Balai Z+ ; $4,5 \times 24,5 \text{ mm}^2$; vit. 360 t/m environ.

FIG. 55. — Coupure d'un circuit sans self.

On constate toutefois que la densité finale augmente avec E , comme le montrent nettement les clichés de la figure 55, savoir 24, 27 et 30, correspondant respectivement aux valeurs de E : 0,88 ; 1,20 et 1,40 volt.

La formule donnant la densité au moment de l'établissement du courant est la même ; l'inclinaison plus faible, constatée sur les clichés 24 et

27, à l'établissement, ne tiennent pas tant à la petite self-induction de l'oscillographe (12 microhenrys) qu'à ce qu'on avait appuyé le balai surtout à la sortie, pour être sûr du contact à la coupure.

Les calculs déduits des observations des tangentes ne donnent pas des chiffres concordants pour a et b_0 .

En particulier, passé une certaine valeur de E (où, d'ailleurs, on commence à voir de très petites étincelles), l'inclinaison n'augmente plus sensiblement ; tel est le cas du cliché 31 qui correspond à 1,65 volt au lieu de 1,40 V et dont l'inclinaison finale ne diffère guère de celle du cliché 30.

La formule (3) cesse d'être admissible pour les tensions supérieures à une valeur comprise entre 1,40 et 1,65 volt.

De tout ceci, il résulte que, très certainement, la loi de la d. d. p. de contact s'écarte beaucoup de la forme simple de la relation (2) : cette loi sera donnée plus tard.

On remarquera que nos résultats diffèrent considérablement de ceux de Liska (voir p. 102), puisque nous constatons des étincelles à partir de 1,65 V, pour un balai Z + ; cet écart ne nous paraît pas pouvoir être imputé uniquement à ce que notre circuit comprend une self-induction non nulle, mais bien petite (12 microhenrys!), mais plutôt à ce que nous avons noté *de très petites étincelles* : nous n'avons pas insisté sur ces recherches, parce qu'elles ne donnent que des renseignements, somme toute, peu importants au point de vue de la commutation.

Coupure avec self-induction. — Nous avons également repris les expériences d'Arnold et Lacour avec self-induction (voir p. 99) mais avec des f. é. m. plus basses, les mêmes que dans l'essai précédent et avec le même schéma (fig. 54).

L'équation, avec les mêmes notations et après introduction de $\mathcal{L}$, devient :

$$E = \mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + \epsilon, \quad (4)$$

et en passant à la variable $y = \frac{t_0 - t}{t_0}$, introduisant la loi (2) pour la tension de contact, et posant $\frac{b_0}{\sigma} = \rho$, résistance utile de contact,

$$-\frac{\mathcal{L}}{t_0} \frac{di}{dy} + i \left(R + \frac{\rho}{y} \right) - (E - a) = 0. \quad (5)$$

Sans étudier cette équation différentielle, qui est du même genre que l'équation classique du chapitre 1^{er}, on peut chercher la densité à la coupure, pour $y = 0$.

Cette densité j_0 est la limite de $\frac{i}{\sigma y}$, et, comme la limite de $\frac{i}{y}$ est la même que celle de $\frac{di}{dy}$, on peut écrire :

$$-\frac{\mathcal{E}}{t_0} \sigma j_0 + b_0 j_0 - (E - a) = 0,$$

d'où :

$$j_0 = \frac{E - a}{b_0 - \frac{\mathcal{E}\sigma}{t_0}}. \quad (6)$$

La densité négative ne signifiant rien dans ce cas, on a, pour que la densité ne soit pas infinie, la condition :

$$b_0 - \frac{\mathcal{E}\sigma}{t_0} > 0,$$

ou

$$\frac{\mathcal{E}t_0}{\mathcal{E}} > 1,$$

ce qui est la célèbre condition d'Arnold retrouvée ici, $\mathcal{E}$ désignant seulement la partie constante ou utile de la résistance de contact, dans l'hypothèse où elle suive la loi (2).

Nous avons, au moment de la discussion des essais d'Arnold et de J. LaCour, montré combien était artificielle leur façon d'étudier la courbe du courant dans la période finale. Nous avons, de notre côté, relevé de nombreux oscillogrammes, qui montrent nettement que la loi (2) est inexacte et que la fin de la coupure se fait tout différemment.

Citons-en deux seulement, relatifs à un balai QS₄, positif, donnés dans la figure 56, avec une self-induction considérable, 1,35 millihenry, et une f. é. m. E de 1,63 volt.

Le cliché 44 correspond à une faible vitesse 360 t/m, le cliché 43 à une vitesse beaucoup plus grande, 1 330 t/m (ce dernier est pris en tournant le miroir à la main, à une vitesse de 2 400 t/m de l'axe du moteur).

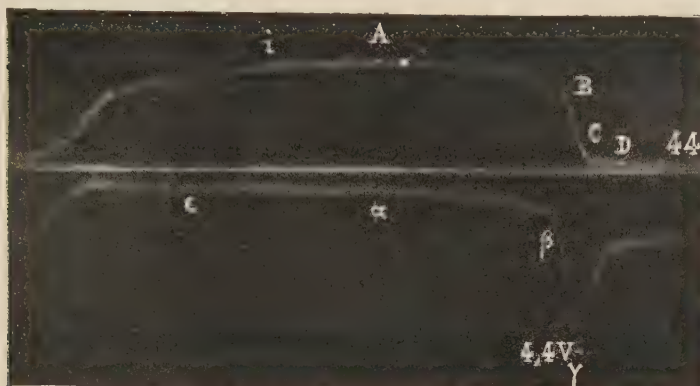
A faible vitesse, le courant s'établit progressivement jusque vers le point A, puis il décroît lentement de A à B, en même temps que la d.d.p. ϵ augmente de α à β , avec la densité de courant; après un petit arrondi en B, se produit la variation brusque BC, qui est l'étincelle; le tout se termine par un arrondi CD faible et pouvant tenir à une exagération d'amortissement de l'oscillographe.

Dans le cliché 43, à grande vitesse, le courant s'établit plus lentement et il n'a pas atteint sa valeur maximum quand commence, après une petite montée de ϵ en $\alpha\beta$, la coupure de l'étincelle de B en C; la courbe se termine par un arrondi, dû partie à l'amortissement exagéré, partie au débit non négligeable dans la bobine de volts.

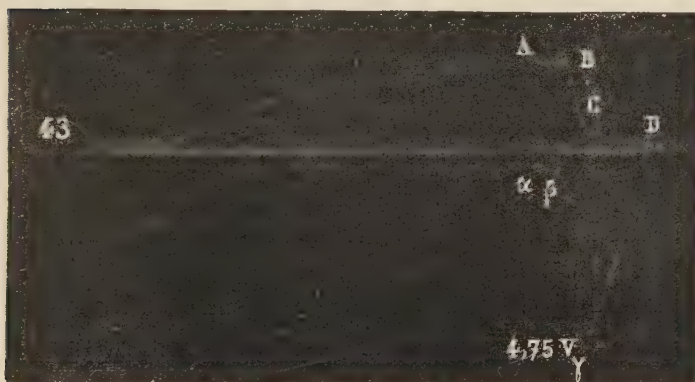
Les courbes obtenues avec les balais Z ne diffèrent pas d'une façon

appréciable de celles-ci, et nous ne les donnons pas pour ne pas multiplier inutilement les figures.

Nous nous sommes rendu compte qu'il y avait lieu de modifier notre installation et que nous ne tirerions rien de plus de celle-ci, au point de vue des lois cherchées.



Vit. 360 t/m; $i_{\max} = 13,5 \text{ A}$; $i_{\text{moyen}} = 2,75 \text{ A}$. Petites étincelles (1 à 2).



Vit. 1.330 t/m; $i_{\max} = 13,5 \text{ A}$; $i_{\text{moyen}} = 1,85 \text{ A}$. Fortes étincelles (5 à 6).

Balai QS_4 +; $4,5 \times 23 \text{ mm}^2$; bob. 6 A; $E = 1,63 \text{ V}$; $L = 1\,350 \mu\text{H}$,

FIG. 56. — Coupure d'un circuit avec self.

Importance des étincelles. — Toutefois nous avons encore procédé à une étude grossière de l'importance des étincelles, en comparant les résultats obtenus avec les balais Z et QS_1 , tous les deux positifs.

Les tableaux ainsi relevés, en cotant au jugé les étincelles de 0 à 10 suivant leur importance apparente (1, étincelle franchement visible, mais tolérée souvent sur les collecteurs de dynamo; 3, étincelle déjà très lumineuse; au-dessus de 5, crachements véritables), ont permis de conclure nettement :

1° Les étincelles sont bien moindres avec les balais QS_4 qu'avec les balais Z;

2° Elles passent par un maximum et décroissent nettement quand on augmente la vitesse, en maintenant la f. é. m. E et la self-induction $\mathcal{L}$ constantes.

Après ce que nous avons vu au début, il n'est pas possible d'attribuer le premier résultat à la différence de résistance de contact des deux types de balai, différence qui est peu importante : il y a à cela d'autres raisons à chercher.

Quant au second résultat, il peut provenir partiellement de ce que le courant n'atteint plus, aux grandes vitesses, sa valeur maximum avant la coupure ; nous avons constaté plus tard qu'il tient surtout à ce que le balai se mate à la sortie et que les étincelles, rentrant sous le balai, deviennent de moins en moins visibles.

Des quatre paires de tableaux relevés à ce sujet, nous donnons seulement les deux extrêmes à titre d'exemples.

TABLEAUX A_3 ET A_8

$E = 1,22 \text{ V}$; $\mathcal{L} = 320 \mu\text{H}$.

BALAI Z + ; $4,5 \times 24,5 \text{ mm}^2$				BALAI QS_4 + ; $4,5 \times 23 \text{ mm}^2$			
Vitesse t/m	Intensité moyenne	Tension à la pointe : 10mm=1,83V	Étincelles 0 à 10	Vitesse	Intensité moyenne	Tension à la pointe	Étincelles
160	3,2A	8mm	0	460	2,25	8,5	0
380	3,2	8,5	0 — 1	535	2,25	9,5	0 — 1
700	2,8	10	3	765	2,15	9,5	0 — 1
970	2,65	10	5 — 6	1020	1,70	9,5	1
1240	2,52	10	4 — 5	1240	1,65	9	0 — 1

} Marche pratiquement sans étincelles

TABLEAUX C_7 ET A_9

$E = 1,65 \text{ V}$; $\mathcal{L} = 1350 \mu\text{H}$

BALAI Z + ; $4,5 \times 24 \text{ mm}^2$				BALAI QS_4 + ; $4,25 \times 23 \text{ mm}^2$			
Vitesse t/m	Intensité moyenne	Tension de pointe	Étincelles	Vitesse	Intensité moyenne	Tension de pointe	Étincelles
200	3,6A	26	8 — 9	186	2,9	14,5mm	0 — 1
(Cl. 34) 360	3,35	29	9	360	2,75	24,5	1 — 2 (Cl. 44)
680	2,9	30	9 — 10	710	2,45	26,5	4 — 5
(Cl. 35) 1000	2,4	»	10	1030	1,90	25,5	5
(Cl. 36) 1320	2,0	27	6 — 7	1330	1,85	25	5 — 6 (Cl. 43)

} étincelles formidables

DEUXIÈME SÉRIE D'ESSAIS

Dans cette deuxième série d'essais, on a mis en service l'oscillographe bifilaire pour l'étude des tensions, en conservant l'équipage à fer doux pour les intensités ; d'autre part, on a substitué à l'ancien collecteur le nouveau collecteur à 12 lames avec micas tendres non grattés ; l'alternateur à 16 pôles a été remplacé par un alternateur à 12 pôles ; le nombre de pôles de l'alternateur étant ainsi égal au nombre de lames du collecteur, une commutation correspond maintenant à une demi-période du courant d'alimentation du moteur synchrone de l'oscillographe, soit environ à un quart de la plaque dépolie, qui sert pour l'observation directe des courbes ou pour la photographie.

Les essais ont encore été faits avec le porte-balai pneumatique, à des pressions élevées, dépassant 500 g par cm² de balai, et surtout avec des densités considérables : le procédé employé a été uniquement l'étude de la commutation dans une section sans self, en vue de la détermination de la résistance de contact.

L'équipage à fer doux, trop amorti dans les essais précédents, a été modifié et l'amortissement critique sensiblement réalisé.

Dans le but d'obtenir de très bons contacts et d'étudier ce qui se passe aux densités élevées, et pour voir s'il est possible de déterminer la densité assez considérable à laquelle prennent naissance les étincelles, d'après la conception de Th. Reid, nous avons d'abord opéré avec le balai Z, représenté en b_3 dans la figure 42 (p. 117), dont la surface de contact a été réduite aux dimensions : largeur (parallèle à l'axe du collecteur), 1,75 mm ; longueur périphérique, 19 mm, soit une section de $\frac{1}{3}$ cm².

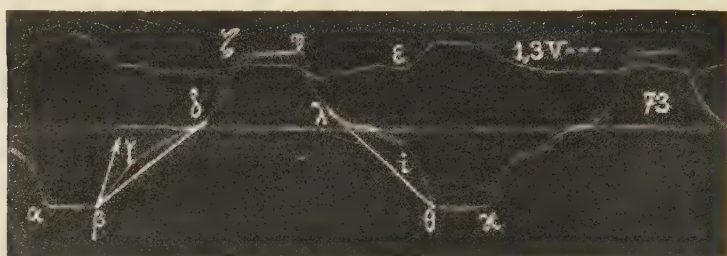
La figure 57 montre que l'action de la résistance de la section se fait sentir dans le sens indiqué par la théorie basée sur la loi de contact :

$$\epsilon = a + b_0 j; \quad (1)$$

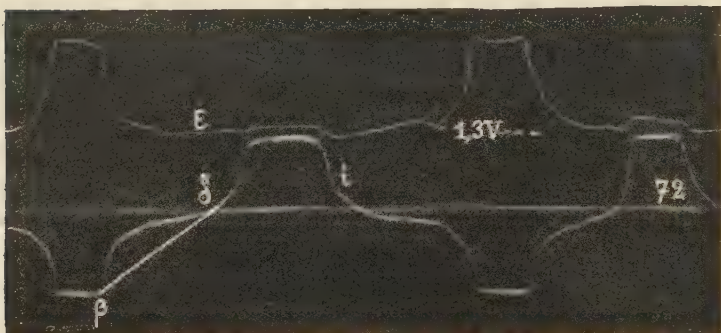
dans le cliché 73 où cette résistance R est égale à 26 mΩ, la courbe de i se rapproche beaucoup plus de la droite de commutation linéaire que dans le cliché 72 où toutes les conditions sont les mêmes, sauf que la résistance R y était 82 mΩ, soit environ trois fois plus grande. Le courant était 40 A, et la densité moyenne j_m égale à 120 A/cm².

Si on part de la première commutation à gauche, dans l'un ou l'autre des clichés de la figure 57, on voit que pendant que le courant est constant avant la commutation en $\alpha\beta$, la tension ϵ est aussi sensiblement

constante; en β , la commutation commence et la densité dans la lame arrière, d'abord élevée, diminue progressivement; elle est représentée par le coefficient angulaire de la tangente en β , puis du rayon vecteur $\beta\gamma$; la tension enregistrée à l'oscillographe, étant la tension ε_2 entre la lame arrière et le balai, diminue suivant une loi analogue; en δ , la densité j_2 et la tension ε_2 sont minima, puis elles remontent jusqu'au point ζ , où la commutation est terminée. A ce moment, le courant passe tout entier



$R = 26 \text{ m}\Omega$.



$R = 82 \text{ m}\Omega$.

Balai Z +; $1,75 \times 19 \text{ mm}^2$; bob. 40 A en série; vit. 465 t/m; $2 J = 40 \text{ A}$; $j_m = 120 \text{ A/cm}^2$.

FIG. 57. — Commutation sans self à forte densité de courant : rôle de la résistance de la section.

par cette lame arrière, et la tension entre lame et balai prend la valeur ε_m , correspondant à la densité moyenne $j_m = \frac{2J}{\sigma}$.

Le minimum en δ et le palier correspondant à $\zeta\eta$ sont très visibles sur les deux clichés, le minimum sur le cliché 73 et le palier sur le cliché 72.

En mesurant sur les oscillogrammes et même simplement sur le verre dépoli l'ordonnée de ce palier de tension, on a immédiatement dans tous les cas la d. d. p. correspondant à la densité constante j_m .

En η commence une deuxième commutation, dans laquelle la lame considérée dont la tension est en étude est une lame avant : la tension

relevée devient donc une fonction ε_i ; la densité j_i dans la lame est maintenant donnée par le rayon vecteur 0λ , elle décroît donc d'abord jusqu'en λ et la tension suit cette décroissance; elle augmente ensuite d'abord lentement, puis rapidement, surtout dans le cliché 72 à résistance de section plus grande.

Elle atteint son maximum au point θ , et en α , le phénomène recommence comme en β .

De ces courbes on peut déduire en chaque point ce qu'on appelle la résistance de contact, quotient $\frac{\varepsilon}{j}$; dans l'hypothèse d'une loi :

$$\varepsilon = a + b_0 j, \quad (1)$$

b_0 se déduira aisément du quotient de deux différences :

$$b_0 = \frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{j' - j''}.$$

En particulier, pour les points initial et final, β et θ , on a, en désignant par ε_0 la tension correspondante et j_0 la densité, les deux relations :

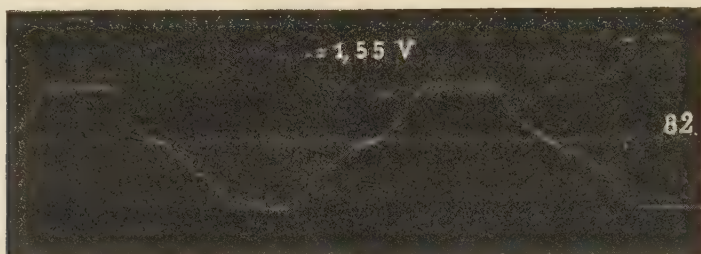
$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= \varepsilon_m + RJ \\ b_0 &= \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_m}{j_0 - j_m} = \frac{RJ}{j_0 - j_m}; \end{aligned} \quad (2)$$

cette relation montre que l'excès de la densité finale sur la densité moyenne est proportionnel à la résistance de la section. En modifiant cette résistance, on a un moyen pratique de faire varier les densités de courant pour une même densité moyenne et cela suivant une loi simple. Le cliché 72 de la figure 57 montre que la densité finale est beaucoup plus grande (la tangente est presque verticale) que dans le cliché 73.

De l'expression (2) on peut déduire b_0 , puisque le cliché donne les ε et les j : le calcul est évidemment très peu précis, car les coefficients angulaires des tangentes ne sont connus que grossièrement, et il ne peut donner que des ordres de grandeur. En appliquant ce principe à toute une série d'oscillogrammes, nous avons trouvé que b_0 n'est pas constant et que, d'une façon générale, il diminue pour des densités croissantes : au régime de 255 A/cm² en moyenne, avec 375 A/cm² à la fin de commutation, avec balai Z + (cliché 82, fig. 58), on a trouvé $b_0 = 0,0055 \Omega/\text{cm}^2$.

Mais, si ces essais n'ont pas donné des chiffres bien certains pour la résistance de contact (prise d'ailleurs à une pression exagérée), ils ont conduit à quelques résultats intéressants, que nous croyions nouveaux, mais que nous avons constaté ensuite avoir été indiqués déjà plus ou moins complètement par Arnold et ses élèves.

Le balai peut supporter des densités considérables sans étincelles : le cliché 82 de la figure 58 correspond à 85 A dans un balai de $1/3 \text{ cm}^2$, soit 255 A/cm^2 en moyenne, avec une très faible résistance de section ($25 \text{ m}\Omega$) et une tension maximum $1,53 \text{ V}$; il n'y a pas d'étincelle, bien que la densité soit alors d'au moins 350 à 400 A/cm^2 à la fin de la commutation ⁽¹⁾. En portant le courant à 92 A, nous avons obtenu des étincelles,



Vit. 500 t/m ; $2J = 85 \text{ A}$; $j_m = 255 \text{ A/cm}^2$.



Vit. 450 t/m ; $2J = 58 \text{ A}$; $j_m = 174 \text{ A/cm}^2$.
Balai Z + ; $1,75 \times 19 \text{ mm}^2$; bob. 40 A en parallèle. Pas d'étincelles.

FIG. 58. — Commutation sans self à très forte densité de courant.

très petites d'ailleurs, mais nettement visibles. Le cliché 82 était donc bien voisin de la limite.

Arnold avait déjà constaté (voir p. 47) que l'on pouvait admettre des densités de cet ordre de grandeur dans un balai sur bague, et le porter au rouge, sans qu'il se produise d'étincelles ; mais il n'avait pas réalisé de commutation dans ces conditions ; notre expérience complète donc la sienne et détruit l'allégation de base de Th. Reid. D'ailleurs, tous les auteurs ont maintenant abandonné ladite conception et, comme nous l'avons vu, Arnold déclare même que c'est en général aux endroits où il y a des étincelles que la densité est la plus petite.

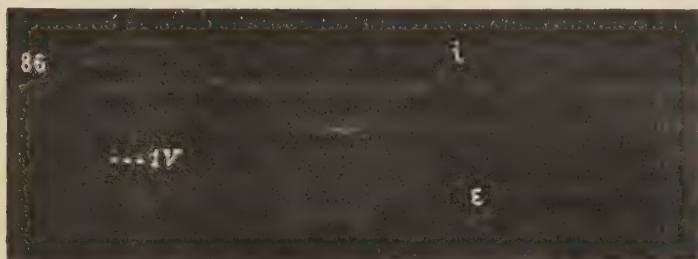
Nous avons d'ailleurs porté la densité moyenne à 350 A/cm^2 (117 A dans le balai) ; mais à cette valeur il y avait des étincelles importantes et

⁽¹⁾ 375 A/cm^2 , d'après la moyenne des tg mesurées sur le cliché.

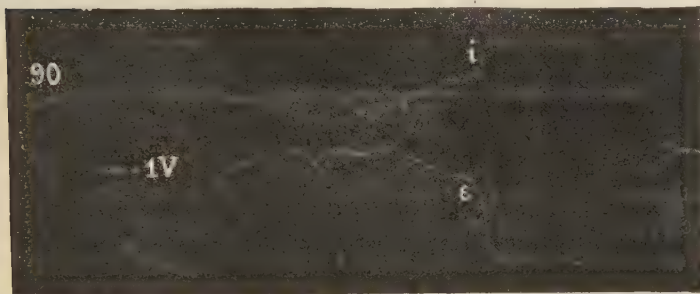
le régime était très variable, les contacts devenant mauvais et se détériorant très vite.

Le cliché 84 de la figure 58 correspond à 58 A, soit 174 A/cm², avec collecteur chaud (vers 45°) et pas d'étincelles.

La figure 59 se rapporte à un balai Z de mêmes dimensions, négatif



Vit. 470 t/m; 2 J = 60 A; R = 25 mΩ. Pas d'étincelles; collecteur froid.



Vit. 535 t/m; 2 J = 77 A; R = 38 mΩ. Très petites étincelles; collecteur chaud.
Balai Z —; 1,75 × 19 mm²; bob. 40 A en parallèle.

FIG. 59.

(balai anode) : dans le cliché 86, le collecteur est froid, le courant est 60 A, et la résistance de la section 25 mΩ, il n'y pas d'étincelles; dans le cliché 90, le courant a été porté à 77 A, la résistance à 38 mΩ, le collecteur est chaud et il y a de petites étincelles.

On remarque sur le cliché 90 que la courbe i a en certains points une finale presque verticale.

Comme autres conclusions de nos essais, signalons les deux résultats suivants :

1° Les résistances et d. d. p. de contact sont assez capricieuses : ainsi elles sont différentes dans les deux clichés 72 et 73 (fig. 57), comme le montre la valeur différente de l'ordonnée des deux paliers ϵ_m , pour le même courant (portion de ϵ correspondante à ζ_η).

La résistance est plus grande en balai négatif à froid, mais elle diminue rapidement à chaud (cf. clichés 84 et 86, 86 et 90).

2° La tenue des balais positifs et négatifs est très différente.

Le balai positif se cuivre et colore le collecteur en brun foncé ; le balai négatif reste lisse et colore le collecteur en une teinte plus claire ; le phénomène est d'autant plus net que la densité est plus élevée, il indique un transport de métal dans le sens du courant et une oxydation à l'anode.

De là à conclure que le passage du courant dans le contact comporte des phénomènes d'électrolyse, il semble n'y avoir qu'un pas. Certains auteurs pensent qu'il peut y avoir électrolyse de vapeur d'eau existant sur le collecteur. Il nous paraît que ce cas doit être une exception : en tout cas, le phénomène se produit même sur un collecteur qui vient d'être passé à l'essence et qui ne contient par suite pas de vapeur d'eau en quantité notable.

Il y aurait là, à notre avis, des études très importantes à faire ; mais nous n'avons pas voulu nous détourner de notre but, qui était de chercher à tirer au clair les diverses questions inconnues ou controversées de la commutation.

TROISIÈME SÉRIE

Nous nous sommes proposé, dans cette troisième série, d'étudier les contacts, non plus aux grandes densités et aux fortes pressions, mais dans les conditions normales, et pour cela nous avons substitué au porte-balai à pression pneumatique, qui se comporte mal aux faibles pressions, le système à ressort décrit au chapitre iv, page 108.

Nous nous sommes aperçu immédiatement qu'aux densités normales et aux pressions usuelles, en les poussant même jusqu'à 250 g/cm² (pression que l'on constate souvent sur les dynamos, quoi qu'en disent les cours classiques), les contacts étaient très irréguliers, tant qu'il n'y avait aucune self-induction dans la section.

Par suite, nous nous sommes efforcé de perfectionner ces contacts, dont notre méthode donne un critérium ultra-sensible, et la troisième série a été surtout une série de transition, pendant laquelle nous avons progressivement amené la disposition du porte-balai, l'organisation du rodage et de l'ajustage du bloc à leur stade définitif, décrit en détail au chapitre iv.

Toutefois, au courant de cette série, nous avons eu l'occasion d'étudier différents points qui vont être analysés successivement, savoir : la tension limite de production des étincelles, les différents genres de contact réalisés couramment, le rôle et l'utilité des selfs dans les dérivations, et enfin le fonctionnement des balais métalliques usuels.

Tension limite d'étincelles. — Cette étude est très délicate et forcément sujette à caution; en effet, l'appréciation et la visibilité des étincelles varient avec l'observateur et, ce qui est plus grave encore, il se produit souvent des étincelles sous le balai qui ne sont pas visibles à l'extérieur.

Par suite de la variabilité infinie des contacts d'une lame à l'autre, les douze commutations que comporte un tour du collecteur présentent entre elles des différences plus ou moins importantes : pour opérer avec le plus d'exactitude possible, nous tournions à la main le moteur du miroir d'oscillographe, afin de vérifier la valeur de la tension la plus élevée en fin des douze commutations, en prenant successivement la tension entre le balai et 1° les lames impaires, puis 2° les lames paires.

Nous apportons aussi toute attention à ce que le balai touche bien à la sortie : nos essais ont été faits pour un collecteur à une température peu différente de l'ambiante, c'est-à-dire de 20° C. à 30° C., tantôt sans self et tantôt avec self dans la section.

Nous n'avons guère obtenu de résultats concordants que pour les balais QS_4 , soit 2,2 V pour le $QS_4 +$ et 2,3 V pour le QS_4 . — La limite n'est pas nette pour le balai Z, mais elle semble très inférieure à celle du QS_4 et de l'ordre de grandeur de 1,2 V environ.

La comparaison entre les diverses propriétés de ces deux balais typiques est très intéressante à faire : l'expérience montrant en effet que les commutations difficiles sont améliorées par l'emploi des balais durs, type QS_4 , et la résistance de contact utile étant peu différente pour ces balais, il est très important de rechercher à quoi est due l'amélioration constatée, qui ne peut s'expliquer par le rôle de la résistance de contact. Cette comparaison sera complétée dans les chapitres suivants, d'après nos derniers essais.

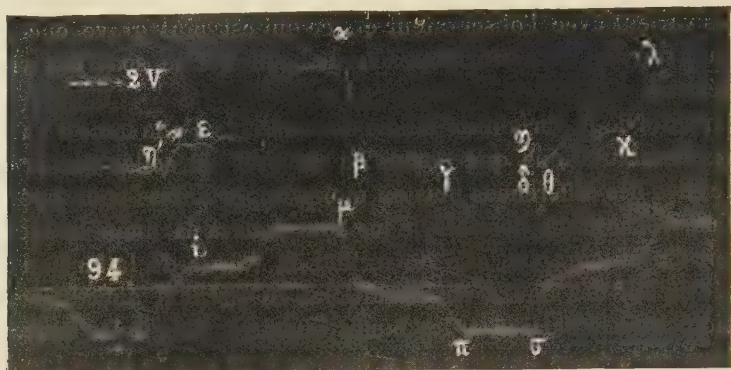
Étude des divers genres de contacts. — Avec les porte-balais à glissières, les forces de frottement tendent à faire soulever le balai à la sortie, comme nous l'avons étudié page 122; on peut d'ailleurs réagir contre cet effet en inclinant la glissière.

Les clichés 94 et 95 (*fig.* 60) se rapportent à un balai QS_4 positif, à pression normale et densité triple ou quadruple de la normale, qui est 3 A/cm² d'après le « Carbone »; le cliché 94 correspond à un balai qui touche mieux à l'entrée (glissière droite avec jeu) et le cliché 95 à un balai qui touche plus à la sortie (glissière inclinée).

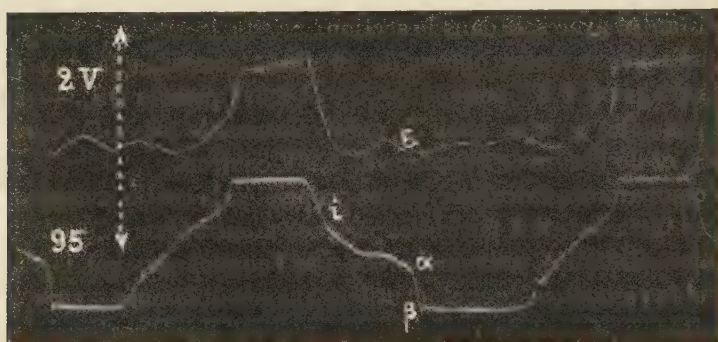
L'étude attentive du cliché 94 est particulièrement intéressante.

Partons du point α de la courbe de tension ϵ ; la commutation commence et la courbe du courant i descend d'abord très rapidement, puis très lentement et se termine finalement par une inclinaison beaucoup

154 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
plus modérée qu'au départ ; la densité de courant dans la lame arrière



Vit. 450 t/m ; $2J = 12 \text{ A}$; $j_m = 10 \text{ A/cm}^2$. Balai touchant à l'entrée.



Vit. 520 t/m ; $2J = 15 \text{ A}$; $j_m = 12,5 \text{ A/cm}^2$. Balai touchant à la sortie.
 $QS_4 +$; $5,75 \times 21 \text{ mm}^2$; pr. 250 g/cm^2 ; bob. 10 A ; $R = 150 \text{ m}\Omega$; $L = 12 \text{ }\mu\text{H}$ (négligeable).

FIG. 60. — Étude de contacts imparfaits.

est considérable au début de la commutation et la densité dans la lame avant est bien plus modérée à la fin de la commutation, ce qui tient à ce que la résistance de contact est beaucoup plus faible à l'entrée sous le balai qu'à la sortie, par suite de l'inégale répartition de la pression sous le balai.

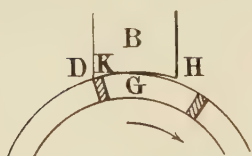


FIG. 61. — Balai ne touchant qu'à l'entrée.

Le balai ne touche d'ailleurs pas sur toute sa longueur ; cette longueur est 21 mm , et le pas des lames $23,1 \text{ mm}$; isolant de $0,7 \text{ mm}$ déduit, la commutation devrait durer pendant une fraction de la demi-période égale à :

$$\frac{21 - 0,7}{23,1} = \frac{20,3}{23,1} = 0,88 ;$$

l'observation du cliché 94 montre qu'elle dure seulement pendant la fraction :

$$\frac{\text{abscisse } \mu\pi}{\text{abscisse } \mu\sigma} = \frac{16}{26} = 0,616.$$

Le balai ne touche donc que sur une fraction $\frac{0,616}{0,88} = 0,70$, soit 70 0/0 de sa longueur, 14,7 mm au lieu de 21 : il se présente sous la forme de la figure 61.

On note sur le cliché 94 une pointe de tension en α , avant le commencement de la commutation. Elle s'explique ainsi : la commutation commence quand l'isolant DK (fig. 61) est tout entier sous le balai ; pendant le temps correspondant au passage de cet isolant sous l'arête D, la surface de contact du balai est réduite de la portion occupée par l'isolant ; et comme c'est aux environs de l'arête D que passe la majeure partie du courant (la résistance de contact étant plus faible en ce point), la résistance totale en est appréciablement majorée, ce qui vraisemblablement provoque la montée de tension si nettement visible avant α .

De β à γ , la densité de courant diminue dans la lame arrière et avec elle, la tension ε_2 ; aux environs de π , elle augmente à nouveau pour atteindre la valeur j_m , et ε_2 suit la même loi ; $\gamma\delta$ est le palier correspondant au passage de la lame sous le balai, et $\delta\eta$, l'augmentation de tension provenant du même phénomène qu'en α , au début de la deuxième commutation ; $\eta\theta$ correspond à la diminution rapide de tension provoquée par la baisse très brusque de densité de courant dans la lame avant au début de la seconde commutation ; enfin $\theta\kappa$ et $\kappa\lambda$ sont l'augmentation de tension ε_1 avec la densité de courant, augmentation lente d'abord, puis plus accentuée ; toutefois la portion $\kappa\lambda$ est bien moins inclinée que $\alpha\beta$, par suite de la dissymétrie du contact, dont l'état en chaque point est ainsi complètement analysé.

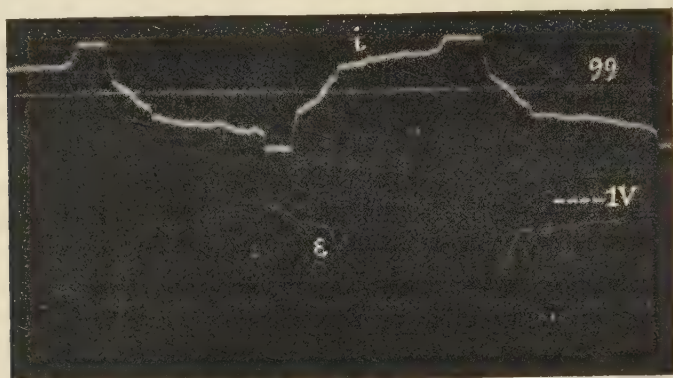
On remarquera d'ailleurs que les trois commutations représentées sur le cliché 94 sont parfaitement semblables et le régime du balai très stable.

Le cliché 95 de la même figure correspond à un contact plus accentué à la fin, mais très irrégulier ; la variation du courant est plus rapide à la sortie qu'à l'entrée ; la coupure est brusque et le petit crochet visible en β provient de ce que l'équipage à fer doux n'est pas suffisamment amorti.

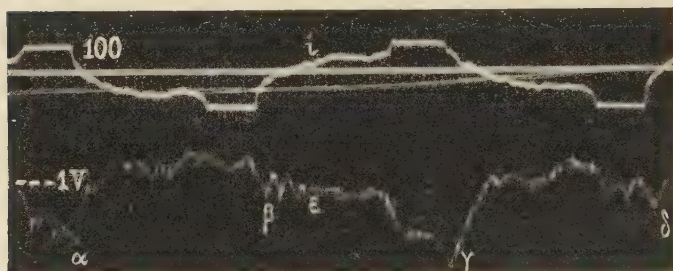
Les clichés 99 et 100 de la figure 62 se rapportent à un balai Z, négatif, de $5,7 \times 21$ mm², soit 1,2 cm², le cliché 99 avec une densité de courant un peu forte 12 A/cm² et le cliché 100 avec la densité normale 7 A/cm², tous deux avec une résistance de section de 150 m Ω , comme dans la figure 60.

Le contact y est du même genre que dans le cliché 94 ; toutefois le balai touche dans toute sa longueur (99), ou presque toute sa longueur (100) ; l'irrégularité de la pression est moins exagérée.

Les tensions de contact sont très irrégulières (balai négatif), le cliché 99 est pris vers 35°C ; le cliché 100 vers 20°C . Sur le cliché 100, les pointes de tension avant le début d'une commutation sont nettement visibles en α , β , γ , δ .



$2J = 14,4\text{ A}$; temp. 35° environ.



$2J = 8,4\text{ A}$; temp. 20° environ.

Balai Z — ; $5,7 \times 21\text{ mm}^2$; pr. 250 g/cm^2 ; bob. 10 A ; vit. 530 t/m ; $R = 150\text{ m}\Omega$;

$\mathcal{L} = 12\text{ }\mu\text{H}$ (négligeable). Contact meilleur à l'entrée.

(La courbe oblique, au-dessous de l'axe des temps, correspond au retour rapide du miroir ; sa présence exceptionnelle sur le cliché 100 est due à un mauvais fonctionnement de l'obturateur spécial.)

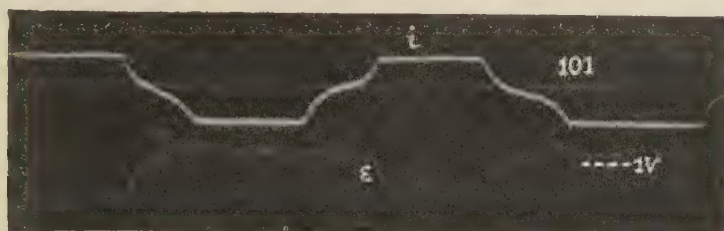
FIG. 62.

Dans la figure 63, sont visibles d'autres défauts de contact, avec le même balai et les mêmes conditions sensiblement que dans la figure 62 : le cliché 101 se rapporte à un balai ne touchant que sur le milieu (ce qui montre que le balai devait être rodé un peu grand), et le cliché 102, à un très mauvais contact, notamment en α .

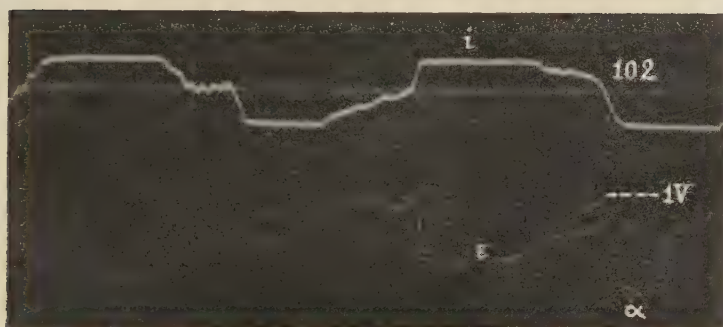
Ces essais montrent combien la répartition de la pression a d'importance sur les résistances et les tensions de contact, et combien il est difficile de déterminer des valeurs aussi capricieuses ; la méthode indiquée

ici se révèle comme très sensible et comme susceptible de permettre une étude détaillée de ces phénomènes de contact.

Il est à remarquer que la plupart des balais et surtout les balais durs ne se rodent que très lentement sur le collecteur même. Or on rode, le plus souvent dans l'industrie, les balais en tendant une toile émeri sur le collecteur et en la déplaçant sous les balais sur lesquels on appuie d'autre part. On obtient ainsi, pour le balai, une courbure de rayon légèrement plus grande que celle du collecteur, à cause de l'épaisseur de la toile



Contact au milieu du balai seulement.



Mauvais contact.

Balai Z —; $5,7 \times 21 \text{ mm}^2$; bob. 10 A; pr. 250 g/cm^2 ; vit. 480 t/m ; $\varepsilon = 12 \mu\text{H}$;
 $R = 150 \text{ m}\Omega$; $2J = 8,6 \text{ A}$.

FIG. 63.

émeri, le rapport des courbures étant d'autant plus différent de l'unité que le diamètre du collecteur est plus petit.

Si le porte-balai est à glissière, l'alésage trop grand de la surface de contact du balai combiné avec l'effet des forces de frottement indiqué plus haut donnent un balai touchant plus à l'entrée qu'à la sortie, et souvent même ne touchant pas à la sortie; il arrive alors souvent que la commutation se fait avec étincelles sous le balai, invisibles à l'extérieur et attaquant cependant les lames de collecteur qui se piquent aux environs de l'arête de sortie. On a alors des tensions de coupure assez élevées sans étincelles apparentes et on peut tirer d'observations de ce genre des con-

clusions erronées. Nous avons signalé (p. 92) que certains résultats quelque peu surprenants de Jordan pouvaient provenir de causes de ce genre.

Si le porte-balai est à marteau et si on ne déplace pas l'axe du porte-balai après le rodage, le bloc, en se rapprochant du collecteur, vient appuyer sur le collecteur par une des arêtes seulement, ou tout au moins appuie mieux dans la zone voisine d'une des arêtes. L'arête où le contact est le meilleur est l'arête de sortie si le collecteur tourne de l'axe du porte-balai vers le bloc, et l'arête d'entrée, s'il tourne du bloc vers le tou-rillon.

Dans tous les cas, la pression est inégalement répartie sous le balai, et cela pendant longtemps, car le rodage exact ne se produit que très lentement.

Ces petits détails mécaniques jouent un rôle considérable dans le fonctionnement des dynamos, et nous n'y insisterons pas pour le moment

Rôle des résistances et des selfs dans les dérivations. — Ce rôle sera expliqué plus tard, après qu'on aura montré comment s'effectue la commutation, bonne, médiocre ou mauvaise. Pour le moment, il suffit de savoir que le courant J dans les dérivations peut, grâce aux résistances et aux selfs des dérivations, être considéré comme constant, avec la même approximation que dans les dynamos.

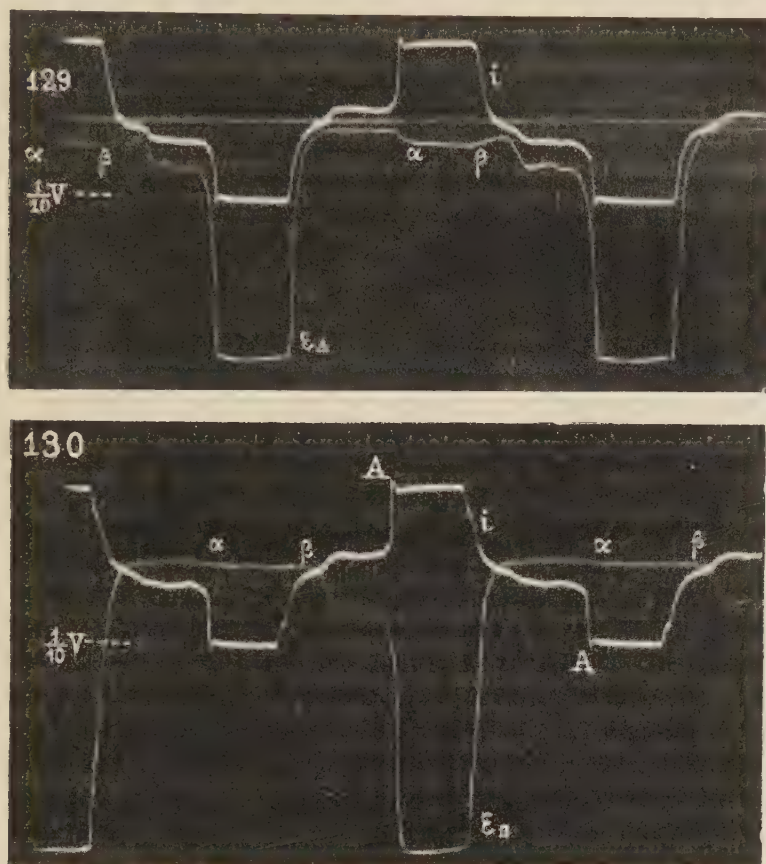
Commutation avec balais métalliques. — En attendant que l'exécution mécanique des dispositifs perfectionnés de porte-balais et de meules de rodage soit terminée, nous avons étudié rapidement le fonctionnement des balais métalliques; les essais ont porté sur trois types de balais: des balais Boudreau anciens à feuilles de laiton argenté, des balais Boudreau nouveaux à feuilles de laiton avec lubrifiant interposé, des balais en toile métallique (laiton).

D'une façon générale, ces essais n'ont permis de mettre en évidence aucune différence importante ni entre les divers types de balais, ni entre les deux polarités; le d. d. p. de contact (et par suite la résistance) est à peine appréciable avec la sensibilité dont on dispose.

Ces essais ont permis de régler avec précision les détails de la section artificielle et d'expérimenter un mode assez intéressant d'introduction de f. é. m. de commutation dans cette section artificielle.

On a commencé par utiliser un balai Boudreau en cuivre argenté de 20 mm de largeur sur 10 mm d'épaisseur, taillé en biseau. Le collecteur était propre et légèrement gras (graissé avec le mélange de vaseline et de plombagine qu'on employait souvent autrefois pour les collecteurs des dynamos à balais métalliques).

Les clichés 129 et 130 (*fig. 64*) représentent respectivement les courants de section ($2J = 17$ A) et les tensions entre le balai d'une part (au moyen de la pince en laiton appliquée en deux trous du balai à quelques millimètres du contact) et les deux frotteurs auxiliaires F'_1 et F'_2 de la figure 38, ϵ_A pour le frotteur F'_1 et ϵ_B pour le frotteur F'_2 . La section ne



Balai Boudreau +, en feuilles de laiton argenté; bob. 10 A; vit. 490 t/m; $2J = 17$ A
 $R = 34$ m Ω ; $\mathcal{L} = 12$ μ H.

FIG. 64.

comporte comme self-induction que celle de la bobine d'oscillographe dont la valeur est environ 12 microhenrys.

On ne s'explique pas *a priori* pourquoi les ordonnées des deux paliers $\alpha\beta$ des deux clichés sont différentes, presque nulles pour le cliché 130 et assez notables pour le cliché 129. En fait, cela tient à ce que la tension ϵ comprend, outre la d. d. p. de contact, la chute de tension dans la connexion qui relie la bague au groupe de lames; par suite d'une défautuo-

sité de soudure, la résistance de l'une des connexions était $7/4 \text{ m}\Omega$ et de l'autre $1/2 \text{ m}\Omega$, ce qui donnait une chute de tension assez importante pour ϵ_A , par rapport aux faibles tensions de contact des balais métalliques; pour 17 A, cela faisait 0,03 V, soit 3 mm du cliché, ce qui est à peu près l'ordonnée $\alpha\beta$ dans le cliché 129. La réparation de la soudure défectueuse étant très difficile, on l'a laissée telle quelle, l'erreur causée étant insensible dans le cas le plus important des balais de charbon; pour les balais métalliques, on a relevé de préférence ϵ_B , entaché de l'erreur la plus faible.

Déduction faite des chutes de tension dans les connexions, on a obtenu le tableau suivant pour les d. d. p. au contact moyennes, à une vitesse linéaire de collecteur de 2,43 m/sec, le balai étant prévu pour 50 ampères :

Courant A	d. d. p. V	Résistance de contact $\text{m}\Omega$	Résistance spécifique $\text{m}\Omega \text{ par cm}^2$
14	0,023	1,64	3,28
28	0,033	1,17	2,34
40	0,035	0,9	1,8

La résistance spécifique au contact est donc de $2 \text{ m}\Omega/\text{cm}^2$ au maximum sous densité normale, et donne par suite une tension de passage de 0,05 V, à la densité de 25 A/cm², valeur très inférieure à celle qui est généralement admise.

On remarquera que, dans les deux clichés de la figure 64, la courbe de i descend plus bas avant coupure au-dessous de l'axe des temps qu'elle ne monte au-dessus dans les commutations de sens inverse; cela est dû à ce que les deux connexions des points G_1 et G_2 de la figure 38 aux groupes de lames sont inégales; la mesure faite à ce moment a donné 7 m Ω et 6,5 m Ω , soit un écart de 8 0/0 environ.

La commutation est accélérée lorsque la connexion la plus résistante est reliée à la lame avant.

En effet, si on désigne par R_1 et R_2 les connexions de la section aux lames 1 et 2, la lame 1 étant en avant, l'équation générale de la commutation est (r résistance de la section seule) :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + ri + \epsilon_1 - \epsilon_2 + R_1(J + i) - R_2(J - i) = 0,$$

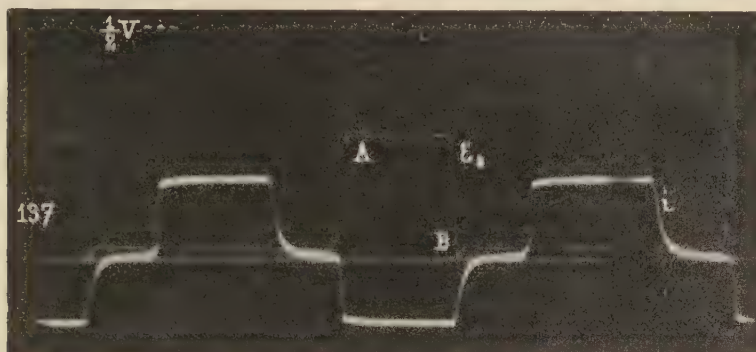
ou

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + (R_1 - R_2) J + \epsilon_1 - \epsilon_2 = 0.$$

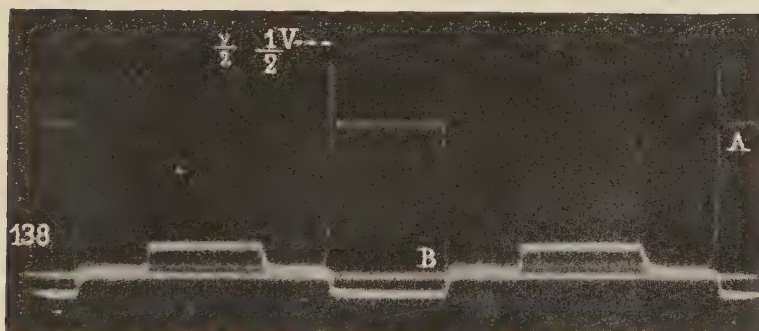
Pour $R_1 > R_2$, la tension $(R_1 - R_2) J$ est dans le même sens que ϵ_1 et contribue à effectuer le renversement du courant. L'action est ici importante, les tensions de passage ϵ_1 et ϵ_2 étant très petites.

A la suite de cette constatation, on a équilibré les connexions à 7 $m\Omega$ chacune, y compris la résistance de contact peu importante et assez constante du frotteur principal sur la bague et des soudures entre bague et lames.

Les courbes 137 et 138 de la figure 63 ont été relevées avec des balais Boudreau en clinquant lubrifié, de mêmes dimensions $20 \times 10 \text{ mm}^2$, pour



Bob. 10 A; $R = 35 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 12 \mu\text{H}$.



Bob. 40 A; $R = 29 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} \approx 0$.
Balai Boudreau +, en clinquant lubrifié; vit. 510 t/m; $2J = 16 \text{ A}$. Petites étincelles.

FIG. 63.

50 A, sans graissage sur le collecteur. La seule self-induction existante est celle des bobines d'oscillographe, savoir $12 \mu\text{H}$ pour les bobines 10 A du cliché 137 et une valeur non mesurée pour les bobines 40 A du cliché 138 : dans ce dernier cas, la self-induction des connexions linéaires pouvait être d'un ordre analogue.

L'ordre de grandeur de la résistance de contact est de $1 \text{ m}\Omega$ pour le balai de 2 cm^2 , soit $2 \text{ m}\Omega/\text{cm}^2$, comme précédemment.

L'équipage à fer doux est correctement amorti; le bifilaire a été remplacé à la suite d'un accident, survenu aussitôt après le relevé du

162 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
cliché 133 ; l'amortissement du nouvel équipement est un peu insuffisant.

La petite self-induction de la bobine 10 A se fait sentir par une descente plus brusque du courant i dans la fin de commutation et par une pointe de tension à la coupure : la pointe est plus petite pour le cliché 138 où la self-induction est plus faible ; il y a d'ailleurs de petites étincelles dans les deux cas, dues à ce que la tension atteint 0,4 à 0,5 volt, ce qui est déjà beaucoup pour des balais métalliques ; cette tension provient surtout de la résistance de la section $35\text{ m}\Omega$; pour $J = 8\text{ A}$, cela fait déjà 0,28 volt, sans la pointe de self-induction.

Commutation avec f. é. m. auxiliaire. — Un dispositif très simple permet de faire intervenir dans la section artificielle une f. é. m. de commutation et de reproduire ainsi le décalage des balais d'une dynamo dans des champs de formes diverses, sans actions secondaires d'induit ou de denture. Les essais précédents montrant que les étincelles se produisent sous les balais de cuivre pour des tensions et des selfs très faibles, il en résulte que pratiquement on ne doit pouvoir obtenir une bonne commutation avec des balais métalliques que par l'emploi d'un champ de commutation. Il est donc particulièrement intéressant de faire cette étude des f. é. m. auxiliaires avec balais métalliques.

Le dispositif est constitué par une bobine l à fil fin (diamètre 8/10 mm) visible figure 41, contenant 490 spires environ et pouvant pénétrer aisément à l'intérieur du paquet de bobines $\mathcal{L}$, formant les selfs de section ; la bobine l est divisée en deux enroulements qu'on peut grouper en série ou en parallèle, avec les quatre bornes fixées à la partie supérieure ; elle a été toujours utilisée en série.

La bobine est alimentée par du courant alternatif emprunté à l'alternateur triphasé A du groupe d'essai (fig. 39 et 66), sous une tension d'environ 50 volts, avec self-induction et résistance ohmique en série. Le courant i de section et le courant alternatif étant des fonctions périodiques de même période (un sixième de tour du groupe principal), on obtiendra, en plaçant la bobine l dans les selfs $\mathcal{L}$, une f. é. m. dans la section qui, tant qu'on ne fera pas varier le courant alternatif ni l'impédance en série, gardera la même phase par rapport au courant i .

En employant l'une ou l'autre des trois tensions étoilées, des trois tensions composées, ou même des trois fausses tensions composées correspondant à la somme de deux tensions étoilées, dans l'un ou l'autre sens, en modifiant le rapport de l'inductance l' et de la résistance en série r' , on obtiendra un grand nombre de combinaisons quant à la forme et à la phase de la f. é. m. ainsi introduite dans la section $\mathcal{L}$.

Les clichés 51 et 52 de la figure 67 représentent respectivement les tensions étoilée et composée de l'alternateur A : elles sont très écartées

de la sinusoïde, étant donné la forme spéciale de la roue polaire du petit alternateur A.

En branchant le bifilaire aux bornes G_2, G_4 (fig. 66) de la bobine $\mathcal{L}$, on obtient le tracé de la f. é. m. e introduite dans la section en grandeur et en forme, mais non en phase par rapport au courant commuté, car on ne peut effectuer en même temps la commutation; on obtient le tracé simultané du courant i et de la f. é. m. e (à un facteur près), en montant le bifilaire aux bornes d'une petite bobine d'essai s , comprenant vingt spires dans laquelle est placée la bobine de commutation l , pendant que la commutation se fait à la façon ordinaire et que le courant i est enregistré par l'équipage à fer doux.

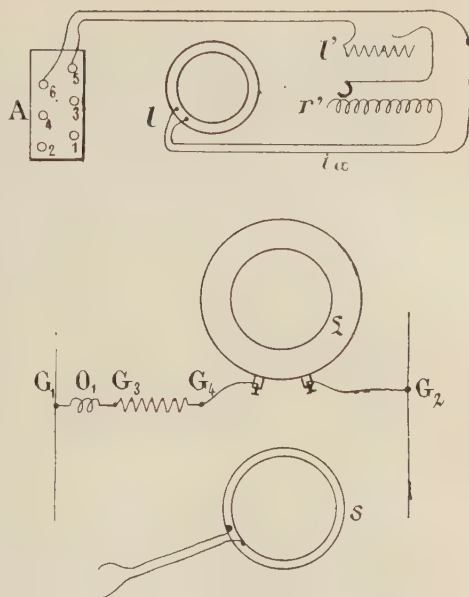
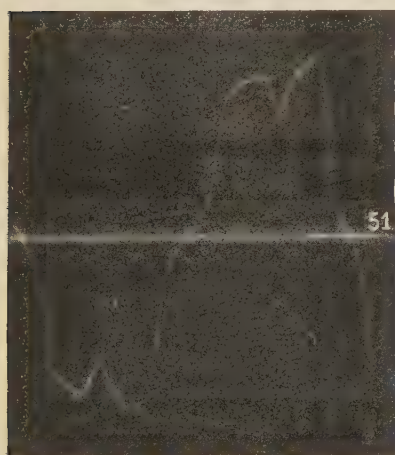
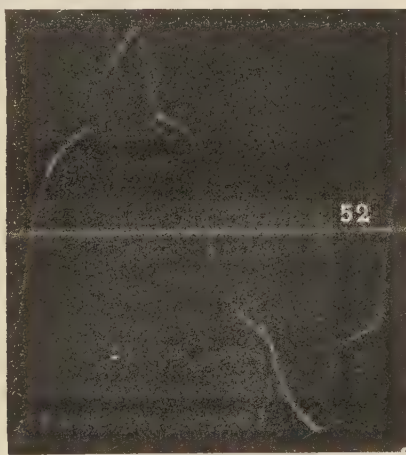


FIG. 66. — Commutation artificielle avec f. é. m. auxiliaire.

Le cliché 140 des figures 68 et 69 donne en e_1 la courbe ainsi obtenue



Étoilée.

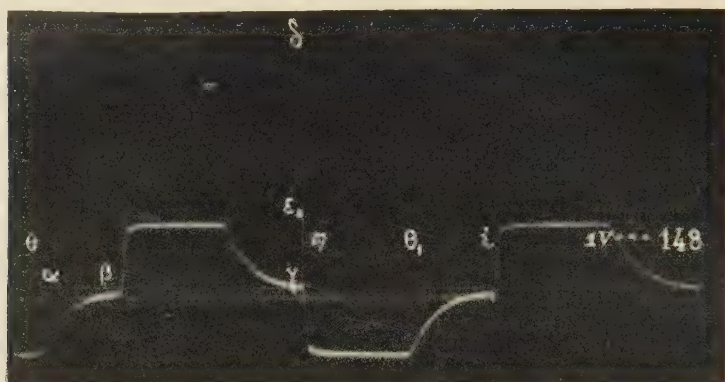


Composée.

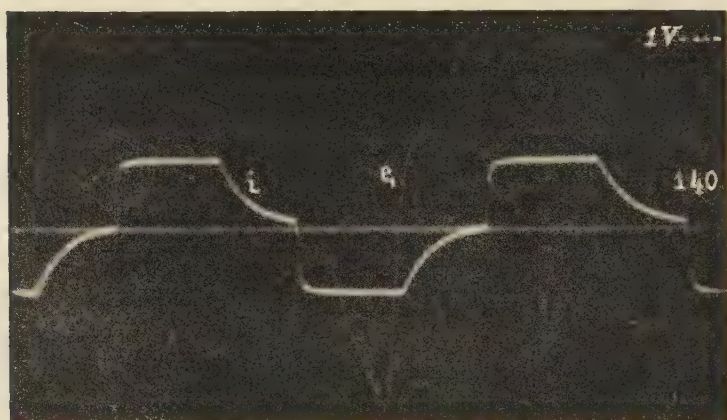
FIG. 67. — Tension de l'alternateur A.

pour la f. é. m. auxiliaire en partant d'une tension étoilée; cette courbe

164 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
est très irrégulière et comporte une profonde encoche à l'endroit du maximum normal; elle contient un harmonique 3 et un harmonique 5,



Commutation sans f. é. m. auxiliaire : courant i et tension E .



Idem : courant i et f. é. m. auxiliaire prévue.



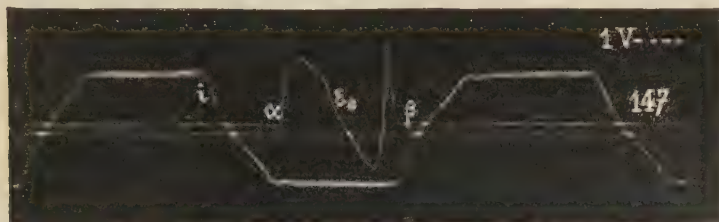
Sous-commutation avec f. é. m. auxiliaire. Petites étincelles.
 $2 J = 45 \text{ A.}$

Balai +, en clinquant lubrifié.

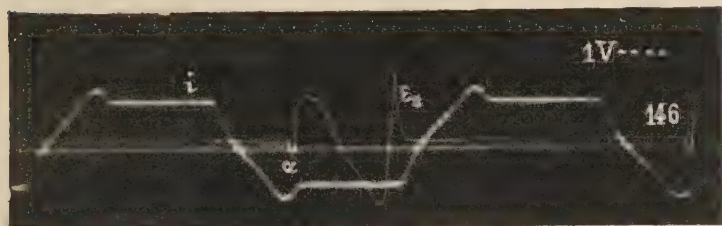
FIG. 68.

le premier étant le plus important. Il est très curieux que la courbe obtenue en partant d'une tension composée pourtant bien diffé-

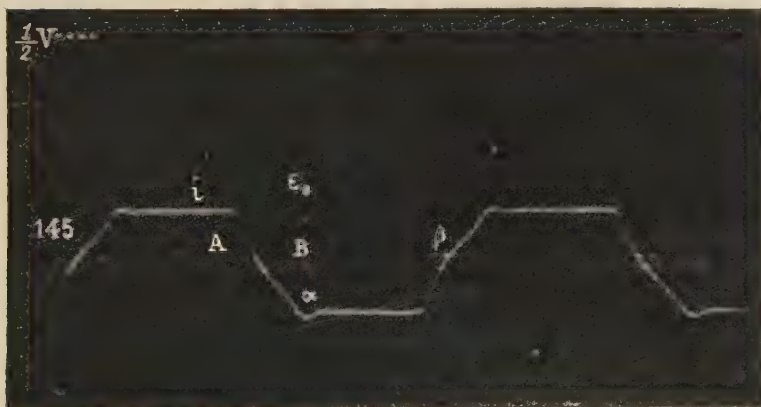
rente (cf. clichés 51 et 52) donne une f. é. m. e_1 presque semblable à la première (cliché 149 de la figure 70); toutefois, on voit nettement que dans cette seconde courbe, c'est l'harmonique 3 qui domine⁽¹⁾.



Commutation exacte; $2J = 12,7$ A. Pas d'étincelles. (Au lieu de 1 V, lire $1/2$ V.)



Surcommutation; $2J = 9,5$ A. Pas d'étincelles. (Au lieu de 1 V, lire $1/2$ V.)



Légère surcommutation; $2J = 11,7$ A. Pas d'étincelles.

Vit. 510 t/m; $T = 4,5$ ms; $\tau = 1,3$ ms; $i_a = 2,2$ A; $R = 74$ m Ω ; $L = 96$ μ H.

Balai $\dagger$, en clinquant lubrifié.

FIG. 68.

⁽¹⁾ Il n'y a rien d'étonnant à ce que les courbes de f. é. m. auxiliaires soient fort irrégulières : produites par le courant i_a emprunté à l'alternateur, elles sont de la forme :

$$e_1 = -l \frac{di_a}{dt};$$

par suite, les harmoniques de la courbe i_a sont, dans la différenciation, multipliés par

Il a été fait trois essais de commutation avec f. é. m. auxiliaire, avec trois formes ou phases différentes de cette f. é. m. e_1 .

Le premier cliché de la figure 68, n° 148, correspond au fonctionnement sans f. é. m. auxiliaire : courant total $2J = 15$ A; self-induction $\mathcal{L} = 96 \mu\text{H}$, y compris la paire de bobines 10 A employée; $R = 74 m\Omega$. Les étincelles sont très fortes.

La durée de la commutation T est environ $\frac{11,75}{52}$ périodes, soit 4,5 ms (milliseconde); la constante de temps τ de la section, 1,3 ms: cette constante de temps étant très petite et la résistance de contact fort peu importante, le courant i varie suivant une loi exponentielle très nette et tombe sensiblement à zéro; la tension ε_R entre la lame arrière et le balai tombe

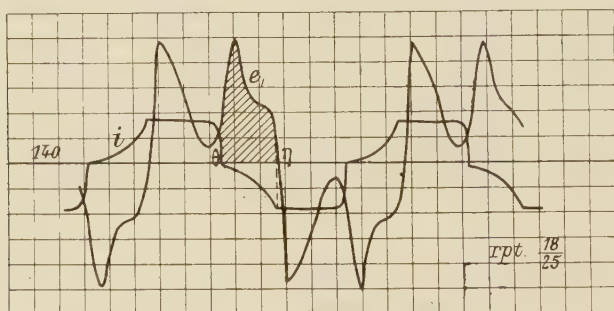


FIG. 69. — F. é. m. auxiliaire de la figure 68.

de θ à α , l'ordonnée θ correspondant à la tension moyenne de passage ε_m + la chute ohmique de section RJ; la tension ε_B reste alors sensiblement constante pendant cette commutation (elle est en réalité plus petite que ne l'indique la figure, où le trait a été tracé un peu plus écarté de l'axe des temps qu'il ne l'est réellement et remonte légèrement après être tombée plus bas). A la seconde commutation, ε_B est devenue tension de lame avant; elle semble constante (en réalité diminue légèrement, comme on le voit mieux en AB dans le cliché 145 de la figure 68 bis, qui est à plus grande échelle), puis à la coupure brusque du courant en γ , elle monte vivement jusqu'à sa pointe δ (dont la valeur est ici 4,5 volts environ) et retombe immédiatement au palier $\eta\theta_1$, dont l'ordonnée a pour valeur ε_m + RJ.

On voit difficilement à quel moment correspond la pointe δ de la ten-

leur numéro d'ordre et par suite renforcés par rapport à l'harmonique principal d'autant plus qu'ils sont d'un ordre plus élevé.

Il y a entre la f. é. m. e_1 et le courant i_a la même relation qu'entre le courant i_c sur condensateur et la tension appliquée e_c ; d'où les pointes vives et nombreuses de la courbe de e_1 comme de i_c .

sion : on se rendra compte plus tard que ce moment correspond à la rupture du petit arc qui constitue l'étincelle, car ce processus se retrouvera souvent dans les balais de charbon.

A cette commutation à fortes étincelles, nous allons appliquer trois f. é. m. auxiliaires diverses.

La première est étudiée dans les figures 68 et 69. Le cliché 140 donne, en outre du courant i , la forme et la phase de la f. é. m. e_1 , tirée d'une tension étoilée et photographiée au moyen de la bobine d'essai s . La véritable valeur des ordonnées est déduite de la comparaison avec un cliché non figuré ici, obtenu en observant, comme il a été dit plus haut, la tension dans la section $\mathcal{L}$ elle-même. Le courant auxiliaire était 22,2 A.

Sur le calque de la figure 69 (temps de droite à gauche), on constate que la f. é. m. de commutation reste sensiblement constante pendant la première moitié du temps T , s'élève rapidement à plus du double de cette valeur pour $t = \frac{8}{11} T$, et retombe environ aux deux tiers de la valeur de départ en fin de commutation.

La f. é. m. ainsi obtenue n'est pas tout à fait suffisante pour assurer la commutation du courant $J = 7,5$ A; le cliché 142 montre en effet que l'inversion est sensiblement linéaire, mais incomplète, et se termine par une petite coupure, amenant la production d'une tension de coupure d'environ 1 volt et par suite de petites étincelles.

Quand on abaisse le courant total $2J$ à la valeur 12,7 A (cliché 147), il n'y a plus trace d'étincelles, la commutation est sensiblement exacte; elle se rapproche même plus de la densité nulle à la fin que de la densité constante.

Enfin pour un courant plus faible encore, $2J = 9,5$ A, il y a forte surcommutation, sans étincelles, la tension de coupure d'ailleurs très petite est inversée (α , cliché 146).

Le cliché 145 comporte une surcommutation plus faible, avec courbe de tension à grande échelle.

Sur les quatre clichés, le courant commuté a la même allure : il descend d'abord rapidement à zéro, sous l'action combinée de la résistance de la section et de la f. é. m. auxiliaire; ensuite il varie plus lentement, bien que la f. é. m. e_1 augmente parce que la résistance agit en sens inverse, la courbe se termine par un arrondi concave vers l'axe des temps, dû à la pointe de f. é. m. auxiliaire.

Cette constatation est de grande importance : elle montre en effet que les irrégularités de la f. é. m. de commutation ne se font que très peu sentir sur la courbe du courant commuté, grâce à la self-induction de la section : les courants additionnels d'Arnold et de son école, provenant des défauts du champ inducteur, ne semblent donc pas avoir l'importance

qu'on leur accorde souvent, tant que la f. é. m. de commutation est suffisante en moyenne.

La forme actuelle est toutefois un peu défavorable, parce qu'elle oblige à réaliser une commutation un peu accélérée, afin d'arriver à une terminaison exacte, à cause de sa pointe spéciale.

La f. é. m. moyenne dans l'intervalle hachuré du calque de la figure 69, a été trouvée égale à 14 mm (en prenant les ordonnées mm par mm), ce qui avec le coefficient de réduction de $\frac{18}{25}$ (de la section à la bobine d'essai s), et la constante de 41 m V par mm au bifilaire, conduit à la valeur :

$$e_m = 0,41 \text{ V.}$$

D'autre part, dans le cas de la commutation sensiblement exacte (cliché 147), la tension de réactance est :

$$\epsilon_r = \frac{0,096 \times 12,7}{4,15} = 0,3 \text{ V.}$$

La forme défavorable de la f. é. m. de commutation rend donc nécessaire une augmentation de sa valeur moyenne de près de 40 0/0, mais n'entraîne pas d'autre difficulté.

Sur les clichés des figures 68 et 69, on remarque que pendant l'intervalle compris entre deux commutations, la tension ϵ_s n'est autre que la f. é. m. produite dans la section, combinée avec la tension constante

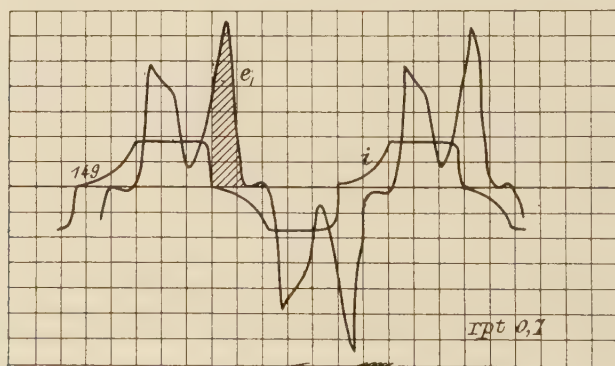
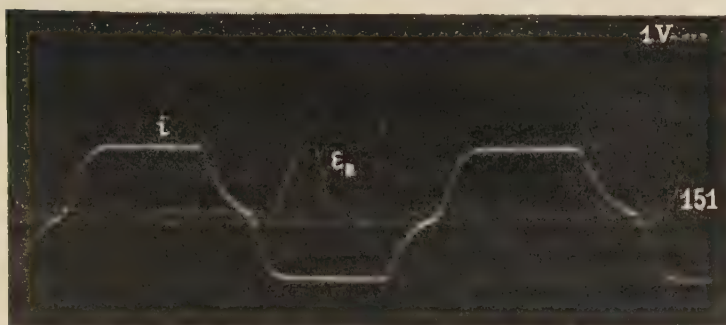
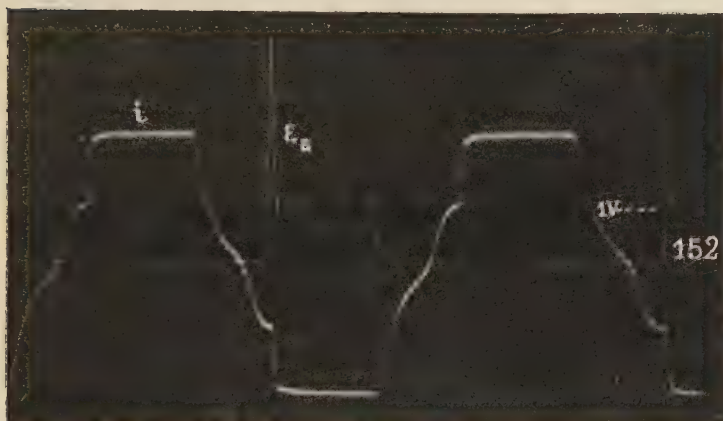


FIG. 70. — F. é. m. auxiliaire de la figure 71.

$\epsilon_m + RJ$, c'est-à-dire déplacée de cette quantité par rapport au cliché 140 : la section n'étant pas en court-circuit, le courant n'en est pas modifié (c'est ce qui se passe dans certains clichés de Jordan, quand le balai ne touche plus, comme nous l'avons montré : voir p. 81).



450 t/m; $2 J = 15$ A.
Commutation exacte sans étincelles.



420 t/m; $2 J = 30$ A.
Sous-commutation avec fortes étincelles.



410 t/m; $2 J = 9,8$ A.
Forte surcommutation sans étincelles.
Balai +, en clinquant lubrifié. $\mathcal{L} = 96 \mu\text{H}$; $R = 7\frac{1}{2} \text{ m}\Omega$; $\tau = 1,3 \text{ ms}$; $i_a = 2,8 \text{ A}$.

FIG. 71.

Avec le même balai, un deuxième essai a été fait, en partant d'une tension composée.

Le courant auxiliaire était 2,8 A, et la f. é. m. obtenue est indiquée sur le calque 149 de la figure 70.

On voit qu'elle est sensiblement nulle pendant la première moitié de la commutation, monte très rapidement et redescend aux deux tiers du maximum pendant le dernier cinquième du temps T.

Grâce à la valeur importante de la résistance de la section, cette forme est plus favorable que la précédente : les clichés 151, 152 et 153 de la figure 71 montrent que le courant i décroît d'abord suivant une allure analogue à celle de la commutation sans f. é. m. auxiliaire, puisque celle-ci est nulle ou à peu près à l'origine; c'est la résistance qui assure la première partie du renversement du courant; puis la f. é. m. intervient et effectue le renversement.

Là, comme précédemment, la courbe i s'écarte peu de la droite.

Dans le cliché 151, la commutation est sensiblement exacte; dans le cliché 152, où le courant est double, il reste encore dans la lame à peu près la moitié du courant J au moment de la coupure; la tension de coupure est d'environ 4 volts, comme dans le cliché 148 de la figure 68, où le courant coupé brusquement était sensiblement le même.

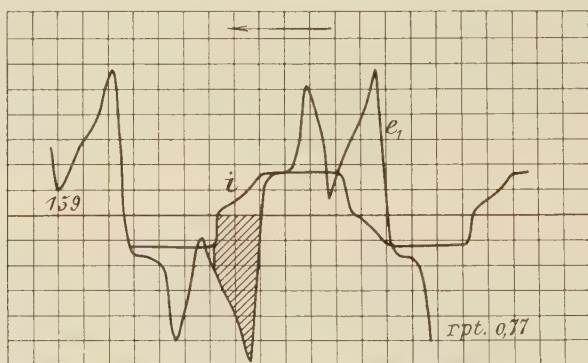


FIG. 72.

Enfin, dans le cliché 153, il y a surcommutation et coupure d'un courant $> \frac{J}{3}$ en sens inverse.

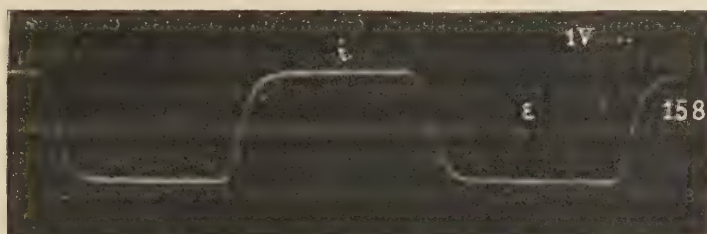
Les calculs faits comme ci-dessus, sur le calque et sur le cliché 151, ont donné les résultats suivants :

f. é. m. moyenne de commutation.....	0,34 V.
Tension de réactance.....	0,35 V.

La f. é. m. de commutation moyenne est donc égale à la tension de réactance ; vu la grande résistance de la section, ou mieux sa faible constante de temps, la forme de cette f. é. m. est très voisine de la forme idéale théorique.

Un dernier essai a été exécuté avec des balais en toile métallique (dont les propriétés n'ont pas présenté de différences avec celles des balais précédents), en utilisant une autre position de la tension composée.

La f. é. m. auxiliaire, produite par un courant $i_a = 2,85 \text{ A}$, est donnée par la figure 72, cliché 159. Elle est très grande au début de la commutation et s'abaisse lentement à la moitié de sa valeur.



Balai +, en toile métallique : commutation exacte.
 $J = 12,3 \text{ A}$; $L = 96 \text{ } \mu\text{H}$; $R = 74 \text{ m}\Omega$; vit. 490 t/m.

FIG. 73.

Il en résulte une commutation accélérée d'abord, puis ralentie (cliché 158, fig. 73), se terminant par une densité très faible pendant un long intervalle de temps.

C'est une forme défavorable, plus encore que la première.

Les calculs ont donné :

$$\begin{aligned} e_m &= 0,6 \text{ V} \\ e_r &= 0,4 \text{ V} ; \end{aligned}$$

la f. é. m. moyenne est supérieure de 50 0/0 à la tension de réactance.

RÉSUMÉ DES RÉSULTATS ACQUIS

Ces premières séries d'essais ont surtout servi à la mise au point de la méthode de commutation artificielle, décrite dans le chapitre précédent.

Nous y avons retrouvé, en opérant sur un collecteur, avec commutation effective, et non plus sur bague, des phénomènes signalés par de précédents expérimentateurs, tels que la tenue différente des balais de

charbon positifs et négatifs et la possibilité de réaliser des densités de courant considérables, sans étincelles aux balais.

Nous avons constaté toutefois, sous des pressions très élevées, que la tension au contact des balais de charbon, loin d'augmenter suivant une loi linéaire en même temps que la densité de courant, tend rapidement vers une limite, dès que cette densité dépasse la valeur normale ; lorsque la section présente une self-induction suffisante, la commutation se termine par une véritable étincelle de coupure, suivant un processus tout différent de celui qu'on admettait jusqu'ici, d'après les hypothèses introduites par Thornburn Reid et les conclusions mathématiques déduites de l'équation différentielle classique de Girault et Arnold.

Les deux chapitres suivants seront consacrés à préciser ces premières conclusions et à comparer les propriétés de quelques types de charbons bien connus, au point de vue de ces phénomènes de contact.

Une étude rapide des balais métalliques a permis d'établir que les tensions de contact sont très faibles pour les balais de ce genre et que les balais des deux polarités ne se différencient pas l'un de l'autre d'une façon appréciable.

Enfin nous avons pu, au moyen d'une bobine à courants alternatifs, introduire dans la section en commutation artificielle une f. é. m. auxiliaire, analogue à celle que produit dans les dynamos l'action du décalage des balais ou des pôles de commutation, et montrer ainsi que la self-induction de la section tend à régulariser le courant de court-circuit et qu'on obtient une commutation satisfaisante avec différentes formes de f. é. m. auxiliaire, pourvu que leur valeur moyenne soit suffisante.

CHAPITRE VI

COMMUTATION AVEC BALAIS DE CHARBON (QS₄ négatif)

1° ÉTUDE GÉNÉRALE DE LA COMMUTATION A FAIBLE VITESSE PÉRIPHÉRIQUE SOUS UN BALAI QS₄

Des essais précédents ayant montré que les étincelles étaient, toutes choses égales d'ailleurs, réduites par l'emploi de balais durs, type QS₄ du Carbone, nous avons commencé l'étude par ce genre de blocs, employés d'abord comme balais anodes, ou négatifs. Nous avons opéré à la vitesse d'environ 550 t/m de notre commutateur tournant, donnant une bonne marche du moteur synchrone de l'oscillographe et permettant l'observation de tous les détails du phénomène.

La durée de la commutation T est ainsi plus longue que dans les dynamos industrielles; mais nous verrons ensuite ce que devient le phénomène aux durées plus courtes.

Les figures 74 et 75 se rapportent à la commutation avec différentes valeurs de la self-induction et de la résistance de la section, sous un balai QS₄ négatif, de dimensions $5,5 \times 19$ mm², soit une section d'environ 1,05 cm². Le courant total 2 J était égal à 6,3 A, ce qui fait une densité de courant de 6 A/cm², soit le double de la densité indiquée par le fournisseur. La durée théorique de commutation, pour une vitesse de 550 t/m, est donnée d'après la longueur du balai 19 mm, de l'isolant 0,7 mm et du pas des lames 23,4 mm, le collecteur comprenant 12 lames (en millièmes de secondes ms), par

$$T = \frac{19 - 0,7}{23,4} \cdot \frac{6000}{12 \times 550} = 0,793 \times 9,02 = 7,15 \text{ ms.}$$

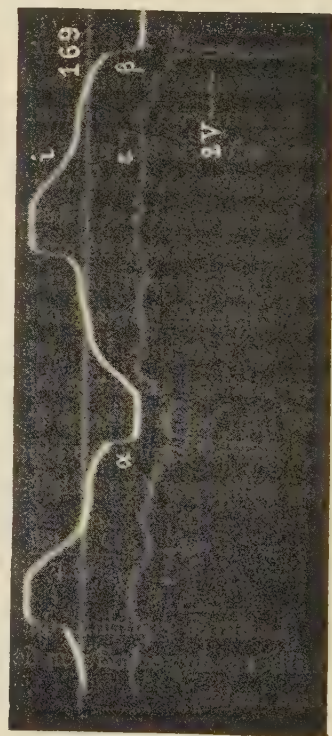
(La durée courante dans les dynamos est de l'ordre de grandeur du millième de seconde, mais elle est souvent plus grande dans les dynamos lentes.)



$R = 197 \text{ m}\Omega$; $\Sigma = 0$; $\tau = 0$. Pas d'étincelles.



$R = 116 \text{ m}\Omega$; $\Sigma = 120 \mu\text{H}$; $\tau = 1,03 \text{ ms}$. Pas d'étincelles.

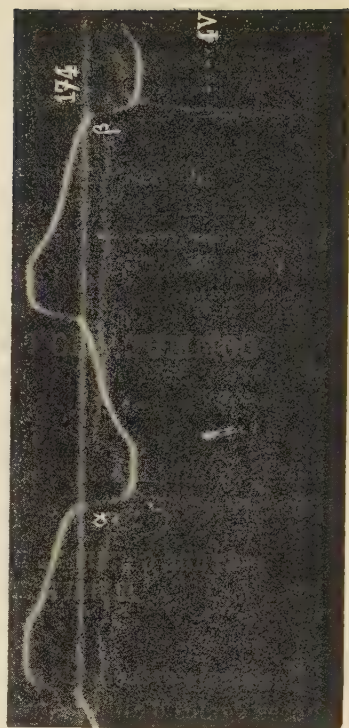


$R = 147 \text{ m}\Omega$; $\Sigma = 340 \mu\text{H}$; $\tau = 2,30 \text{ ms}$. Très petites étincelles.

Balai QS₄ — de $5,5 \times 19 \text{ mm}^2$; bob. 6A. Vit. 550 t/m; $2J = 6,3 \text{ A}$; $T = 7,45 \text{ ms}$.



$R = 167 \text{ m}\Omega$; $\Sigma = 515 \mu\text{H}$; $\tau = 3,08 \text{ ms}$. Étincelles (1), q. q. f. blanches.



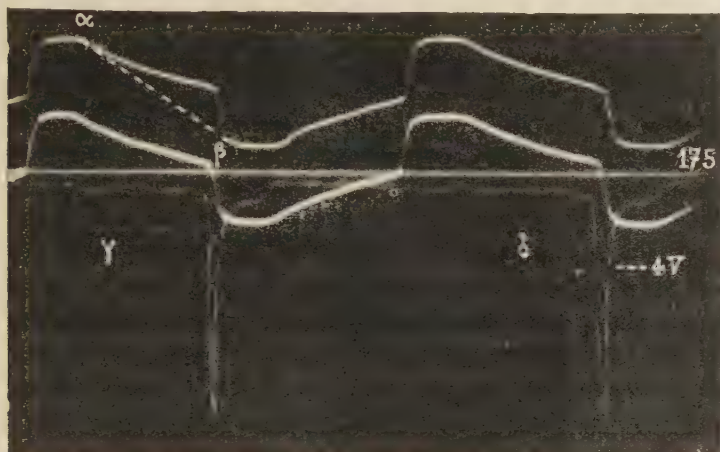
$R = 210 \text{ m}\Omega$; $\Sigma = 895 \mu\text{H}$; $\tau = 4,27 \text{ ms}$. Fortes étincelles blanches (3).

Fig. 74. — Commutation avec selfs croissantes.

A côté des clichés, on a inscrit les conditions particulières.

Le balai utilisé avait été soigneusement rodé, puis usagé dans des essais antérieurs, mais il ne comportait aucune partie piquée ou mate; la pression était d'environ 300 g/cm^2 .

Dans la figure 74, la self-induction va en augmentant dans l'ordre de disposition des clichés. Le cliché 168 est un cliché de référence, avec self-induction nulle. Le balai semble toucher un peu mieux à l'entrée qu'à la sortie. La courbe de tension est notablement plus régulière dans la portion droite que dans la portion gauche: le palier $\alpha\beta$ correspond à une tension de passage de $7 \times 0,82 = 0,58 \text{ volt}$, pour une densité de



$R = 245 \text{ m}\Omega$; $L = 1340 \text{ }\mu\text{H}$; $\tau = 5,5 \text{ ms}$. Très fortes étincelles blanches; $\gamma\delta$, courant dans une dérivation.

FIG. 75. — (Suite de la figure 74.)

6 A/cm^2 ; c'est une valeur beaucoup plus faible que ce que l'on admet généralement⁽¹⁾.

Dans le cliché 171, la self-induction est $120 \text{ }\mu\text{H}$, la constante de temps $1,03 \text{ ms}$, les courbes se régularisent sans s'éloigner beaucoup des formes précédentes. Toutefois la partie finale de la courbe de courant correspond à une coupure brusque, coupure qui sera beaucoup plus nette dans les clichés suivants. Il y a une pointe de tension de 2 volts environ, et on ne voit aucune étincelle.

Au cliché 169, pour $L = 340 \text{ }\mu\text{H}$ et $\tau = 2,30 \text{ ms}$, les formes deviennent très régulières, le courant décroît beaucoup plus lentement au début et la coupure brusque de la fin est indiscutable; là, comme dans le cliché suivant 172, la coupure α porte sur un courant plus faible que

(1) Cette valeur est d'ailleurs plus faible que celles qui ont été relevées dans d'autres essais: voir en particulier les trois tableaux de la page 212.

la coupure β ; aussi la pointe de tension est-elle plus petite pour la première que pour la seconde.

Dans le cliché 169, des étincelles apparaissent, mais extrêmement petites, la tension de pointe atteint sensiblement 4 volts, en β ; ces étincelles sont plus nettes en 172, avec une pointe de 6,15 volts ; elles sont fortes et blanches au cliché 174, avec pointe de 8,15 volts ; encore plus grosses, au cliché 175 de la figure 75, avec une tension de pointe de 12 volts.

L'ensemble de ces clichés montre que l'on retrouve, cette fois avec une pression et une densité non exagérées, les résultats des premiers clichés, savoir 13 et 14 (*fig.* 51) ; seulement ici la résistance de contact se fait un peu plus sentir, surtout pour les faibles self-inductions, et l'équipage bifilaire permet d'apprécier plus exactement la loi suivie par la d. d. p. de contact.

On peut ainsi faire les remarques suivantes.

Le courant i diminue d'abord suivant une loi plus ou moins voisine d'une exponentielle, et la tangente à la courbe au point initial de la commutation s'écarte d'autant plus de la verticale que la constante de temps τ est plus grande.

La courbe devient ensuite concave vers le point final sous le jeu des différences de potentiel de contact ; la tension de contact de la lame avant, qui variait peu jusqu'à ce moment, augmente alors progressivement.

A un moment donné (aux points α et β), la courbe de i présente un point anguleux plus ou moins marqué et descend ensuite très vivement presque verticalement. La tension ϵ_i correspondante s'élève alors très rapidement, suivant une droite très peu inclinée sur la verticale, présente un maximum très pointu et redescend jusqu'à la valeur $\epsilon_m + RJ$, déjà étudiée souvent, tantôt linéairement, tantôt avec un arrondi notable à la fin, comme sur les clichés 174 et 175 et un peu déjà dans 172. De son côté, la descente rapide de la courbe du courant se termine, à partir du cliché 172, par un arrondi dont l'importance va en grandissant avec celle du même arrondi dans la courbe de tension.

Comme nous l'avons déjà indiqué page 137, la descente brusque de la courbe correspond à l'étincelle en fin de commutation. Bien que rien ne l'indique d'une façon absolue, puisqu'on n'a pas de repère de l'instant mathématique où la lame quitte le balai, nous estimons cependant que c'est là un fait indiscutable, et nous avons vu beaucoup plus clair dans les résultats de nos recherches à partir du moment où nous avons acquis cette conviction.

Un pareil repère est d'ailleurs illusoire, car le contact vrai se rompt souvent avant cet instant, à cause des irrégularités de tout ordre des lames et des balais, comme le montrent certains oscillogrammes de Jordan correctement interprétés.

Étant donné le peu de précision des clichés et l'allure presque verticale du courant i et de la tension ϵ dans cette partie de la courbe, il est difficile de reconnaître quels sont les points de ces deux droites qui se correspondent.

Des essais à très faible vitesse exécutés plus tard et dont les clichés seront donnés plus loin ont montré que le commencement de la montée rapide de tension correspond bien au commencement de la descente brusque du courant, c'est-à-dire au début de la coupure par étincelle et la pointe de cette tension à la fin de la coupure ou au commencement de l'arrondi final quand il existe.

Pendant longtemps nous avons cherché à voir dans cette portion de la courbe une *augmentation considérable* de la résistance de contact, suivant l'opinion émise par Arnold et Jordan ; mais cette interprétation nous conduisait toujours à une série de raisonnements contradictoires ; au contraire, tout s'explique clairement dès qu'il s'agit non plus d'un contact, mais d'une étincelle dont les électrodes vont en s'écartant ; bien que le courant dans la lame décroisse linéairement, la tension croît proportionnellement au temps, ce qui correspond à une résistance, dont la valeur augmente suivant une allure rapide, sensiblement hyperbolique.

Cet accroissement de résistance n'a rien d'extraordinaire pour une étincelle qui va en s'allongeant : on sait en effet que la résistance d'un arc varie en raison inverse du courant, d'une part, et en raison directe de la longueur, d'autre part ; comme ici le courant décroît en même temps que l'étincelle s'allonge, la variation de résistance constatée est normale.

Pour qu'un pareil accroissement de résistance puisse se produire au contact du charbon et de la lame, comme la surface de contact ne décroît que linéairement, il faudrait que la *résistance spécifique de contact* augmentât elle aussi linéairement, ce qui ne conduit à aucune conception physique plausible ; comme nous l'avons déjà dit, de petites étincelles ou effluves, jaillissant à travers la surface de contact, ne peuvent que diminuer la résistance spécifique apparente, et non l'augmenter.

Loi du contact, limite de la tension de contact ou tension à la coupure et ses conséquences. — Ce point acquis, en observant attentivement la tension ϵ , au voisinage de la coupure, on constate que sa *valeur est sensiblement la même sur tous les clichés, au point où commence la montée brusque de tension, par suite de la coupure* : elle varie de 1,1 V à 1,35 V. Ce résultat, qui se vérifiera nettement sur beaucoup d'observations, est le plus important, à notre avis, de tous ceux que nous avons obtenus ; il nous paraît expliquer clairement un grand nombre de propriétés du contact jusqu'ici en désaccord avec la théorie.

La loi qui relie la d. d. p. de contact à la densité de courant n'a aucune des formes admises généralement : *Quand la densité de courant augmente indéfiniment, la tension de contact tend vers une limite, qui est la valeur*

relevée sur les clichés, au point initial de la coupure ; cette valeur n'est évidemment connue qu'avec une assez grossière approximation, vu le peu de précision des mesures oscillographiques, mais elle correspond à un point assez nettement défini, par la brusque variation de courbure qui s'y produit ; la forme de l'augmentation de la tension dans la période qui précède la coupure et la constance approximative de la tension limite, en tenant compte des échelles, sont très frappantes sur l'ensemble des clichés de la figure 74.

Nous reviendrons plus tard sur les conséquences de cette loi du contact quand nous l'aurons étudiée pour d'autres polarités et pour d'autres espèces de charbons ; elle est toutefois assez importante pour qu'on s'y arrête un instant et qu'on indique sommairement les propriétés qui en découlent :

1° L'équation fondamentale d'Arnold, basée sur la loi $\epsilon = a + b_0 j$, avec a nul ou non, est complètement inutilisable pour étudier la période finale de la commutation : b_0 ne peut en effet être pris constant, car il diminue quand j augmente, comme nous l'avions d'ailleurs constaté dans nos mesures grossières des premières séries.

2° Le fait que la d. d. p. devenait théoriquement infinie en même temps que la densité de courant (conséquence de la loi ci-dessus), fait qui conduisait à des courbes de courant passant nécessairement par le point $x = 1, i = -J$, avec des tangentes, verticales pour $\frac{\rho T}{\epsilon} \leq 1$, et plus ou moins inclinées pour $\frac{\rho T}{\epsilon} > 1$, ne subsistant plus, la courbe de courant ne passe plus forcément par le point en question, mais peut couper la verticale de ce point en un endroit quelconque, d'après les constantes de la section.

Cette intersection est le point anguleux de la courbe, et on voit sur les clichés de la figure 74 que le courant i_0 dans la lame ainsi coupé brusquement, représenté par l'ordonnée de ce point anguleux par rapport au palier extrême de la courbe, augmente avec la self-induction de la section ; il est en moyenne égal à J dans le cliché 174 et un peu plus grand dans le cliché 175.

3° L'insuccès des tentatives d'amélioration de la commutation par l'emploi de balais taillés en biseau ou en pointe, le peu d'importance des irrégularités de l'arête de coupure du bloc (contrairement aux théories de M. Latour) la nécessité d'adopter des densités de courant très modérées, malgré que cela conduise à des chutes ohmiques moyennes ϵ_n plus faibles, etc., découlent nettement de cette loi du contact : en effet, la différence des tensions $\epsilon_1 - \epsilon_2$, qui est l'élément par lequel intervient la résistance de contact pour réaliser la commutation sans f. é. m. auxiliaire,

est d'autant plus faible que les densités de courant sont plus élevées et tend vers une limite utile très petite (d'autant plus petite que ε_m est plus grand), ε_2 tendant vers ε_m et ε_1 , vers la tension de coupure ε_0 de valeur constante. Il n'y a donc pas d'intérêt à accroître exagérément la densité de courant dans le but d'augmenter la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$, mais il faut au contraire partir d'une densité moyenne faible avec un ε_m petit, afin de laisser acquérir à l'écart maximum $\varepsilon_0 - \varepsilon_m$ la plus grande valeur possible.

Rôle de la tension de contact : diverses formes de la coupure finale. — Revenons maintenant à l'étude de la figure 74.

Pour la très faible self-induction du cliché 171 ($\mathcal{L} = 120 \mu\text{H}$, tension de réactance $\varepsilon_r = \frac{2\mathcal{L}J}{T} = 0,106 \text{ V}$), le retard du courant occasionné par cette self-induction est facilement combattu par le jeu des d. d. p. de contact, toutefois pas complètement, et lorsque la tension ε_1 arrive à la valeur limite ε_0 signalée plus haut, il reste encore un courant i_0 appréciable dans la lame, courant qui est coupé brusquement. Ce n'est pas très marqué sur la figure, et on pourrait attribuer l'augmentation finale de la tension ε_1 à un phénomène de contact, si ce cliché était seul; mais la comparaison avec le cliché suivant 169, où la coupure est indiscutable et où l'échelle des tensions est la même, avec des valeurs de la tension de coupure (ou tension limite) ε_0 bien concordantes, montre qu'il s'agit déjà d'une petite coupure dans le cliché 171.

Il en résulte donc que le rôle des tensions de contact (pour une densité moyenne double de la normale, mais non exagérée, 6 A cm^2) est bien peu important, puisque la résistance de contact n'arrive pas à assurer la commutation avec une tension de réactance d'un dixième de volt, sans coupure finale. D'autre part, cette coupure n'entraîne pas d'étincelle visible parce qu'elle porte sur une quantité d'énergie très faible et que, comme cela se confirmera plus tard, les balais QS_4 semblent jouir de propriétés *anti-arcs* remarquables.

Les étincelles sont nettes, quoique très petites, au cliché 169, avec une tension de réactance de 0,3 volt (on les accepterait sans protestation dans une dynamo), mais l'oscillogramme 172 correspond déjà à des étincelles dépassant la limite de ce qu'on peut appeler une commutation parfaite pratiquement : la tension de réactance est 0,53 volt. La coupure du courant dure pendant tout le passage de l'isolant, c'est-à-dire pendant un temps t_0 défini par la relation :

$$t_0 = \frac{0,7}{23,1} \frac{60000}{550 \times 42} = 0,275 \text{ ms environ.}$$

On aperçoit même un léger arrondi à la fin de la coupure, tant sur la

courbe de courant que sur celle de tension : les tracés oscillographiques étant grossiers et l'amortissement des équipages variable avec la température, on ne peut tirer aucune conclusion bien certaine de l'existence de cet arrondi.

Mais il n'en est plus de même sur les clichés 174 et 175, où les deux arrondis (courant et tension) deviennent notables, en même temps que l'aspect des étincelles change complètement ; elles apparaissent blanches et lumineuses, au lieu de rester grêles comme auparavant.

Il se passe le phénomène suivant : la self-induction étant devenue importante, et le courant i_0 plus grand, l'étincelle n'est pas terminée quand après le temps t_0 de passage de l'isolant, la lame 2 commence à sortir du balai, se présentant ainsi sur le trajet de l'étincelle, *qui s'y raccroche* ; l'étincelle continue sous forme d'un petit arc entre lames ; comme cet arc ne s'allonge plus, il s'éteint beaucoup plus lentement, ce qui donne une forme arrondie aux courbes de courant et de tension, $\mathcal{L} \frac{di}{dt}$ étant beaucoup plus petit et diminuant progressivement.

Rencontrant ces formes de courbes au début de nos recherches, nous avons pendant longtemps considéré l'arrondi final comme l'étincelle et la variation rapide précédente du courant, comme le phénomène mystérieux de contact déjà signalé ; c'est en examinant avec soin le collecteur et en y relevant des traces sur le mica d'une étincelle de lame à lame que nous avons saisi l'allure vraie du phénomène, devenu alors aussi clair comme conception qu'il était incompréhensible auparavant.

Ces essais montrent en passant que la tension de réactance ne conduit à aucun critérium sérieux de la commutation : les étincelles, cotées 4 sur 10, du cliché 175 correspondent à une tension de réactance égale à 1,28 V !

Densité de courant au début de la commutation. — On remarque nettement sur les clichés que la tangente à la courbe i au point initial s'écarte de plus en plus de la verticale à mesure que la self-induction, ou mieux que la constante de temps τ augmente : la densité de courant initiale dans la lame arrière représentée par cette tangente, restant modérée, on peut avoir une idée de sa valeur, en utilisant l'équation différentielle classique et y introduisant la valeur de la résistance de contact utile ($\rho = \frac{b_0}{\sigma}$), supposée constante.

En posant $\lambda = \frac{\rho T}{\mathcal{L}}$, $\mu = \frac{R}{\rho}$ et $\theta = \frac{T}{\tau}$, et utilisant la variable $x = \frac{t}{T}$, l'équation classique :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + \rho \frac{J+i}{T-t} T - \rho \frac{J-i}{t} T = 0$$

devient :

$$\frac{di}{dx} + \theta i + \lambda \frac{J + i}{1 - x} - \lambda \frac{J - i}{x} = 0.$$

Pour $x = 0$, i est égal à J et la densité j'_0 dans la lame arrière est alors la limite de

$$\frac{J - i}{\sigma x} \quad \text{ou de} \quad -\frac{1}{\sigma} \frac{di}{dx};$$

à la limite, l'équation peut donc s'écrire :

$$-\sigma j'_0 + \theta J + 2\lambda J - \lambda \sigma j'_0 = 0,$$

d'où en remarquant que $\frac{2J}{\sigma}$ est la densité moyenne j_m :

$$j'_0 = j_m \frac{\lambda + \frac{\theta}{2}}{\lambda + 1}.$$

Comme le rapport des coefficients angulaires de la tangente à la courbe et de la droite de commutation linéaire $\left(\frac{\text{tg } \beta}{\text{tg } \alpha} \text{ de la fig. 48}\right)$ est égal au rapport $\frac{j'_0}{j_m}$, la formule montre que :

1° Pour le cas particulier remarquable où la constante de temps est égale à la moitié de la durée de la commutation ($\theta = 2$), la courbe de courant est tangente à la droite de commutation linéaire, quel que soit le rapport des résistances de section et de contact (cas intermédiaire entre les clichés 172 et 174);

2° Dans les dynamos, la constante de temps est généralement plus grande que $\frac{T}{2}$; par suite, la fraction est plus petite que l'unité, la courbe se rapproche de l'horizontale à mesure que $\frac{\rho T}{\sigma}$ diminue et la courbe part toujours au-dessus de la diagonale du diagramme (voir clichés 174 et 175).

Avant de passer à l'étude de l'énergie mise en jeu dans l'étincelle, nous allons maintenant examiner de près les phénomènes secondaires qui se passent dans notre commutation artificielle pour vérifier dans quelles limites ils peuvent modifier les conclusions principales. Cette étude, qui théoriquement aurait dû être présentée dès le début, nous paraît plus facile à saisir, maintenant que l'allure principale de la commutation est connue.

2° ROLE DES RÉSISTANCES ET DES SELFS D'ÉQUILIBRAGE DANS LES DÉRIVATIONS

La figure 76 représente le schéma du dispositif réduit à deux lames, la lame 1 étant en avant et la lame 2 en arrière de la section par rapport au sens du mouvement.

Supposons d'abord que les f. é. m. des deux batteries E soient égales, ainsi que les résistances R' des deux dérivationes entre le point H et les points G_1 et G_2 , ces résistances comprenant un terme équivalent à la chute de tension totale dans les batteries, de telle façon que, si J' désigne le courant dans une dérivation et U' la tension entre les points H et G, on ait la relation :

$$U' = E - R'J'.$$

Prenons le moment où la lame 1 touche seule le balai. Les deux dérivationes sont alors HG_1 et HG_2G_1 , et r désignant la résistance de la section seule, non compris les connexions, on a les relations :

$$\begin{aligned} E - R'J_1 &= E - (R' + r) J_2 \\ J_1 + J_2 &= 2J. \end{aligned}$$

On en tire :

$$J_2 = J_1 \frac{R'}{R' + r},$$

ou, en remplaçant J_1 en fonction de J ,

$$J_2 = (2J - J_2) \frac{R'}{R' + r},$$

d'où :

$$J_2 = J \frac{1}{1 + \frac{r}{2R'}},$$

Le courant dans une dérivation est alors égal tantôt à J_2 , tantôt à $2J - J_2$, suivant qu'il passe ou non par la section. Donc : 1° le courant J_2 sur lequel porte la commutation n'est pas rigoureusement égal à la moitié du courant total, mais il est un peu plus petit; l'erreur relative est exprimée par $\frac{r}{2R'}$, et pour qu'on puisse la réduire à une valeur admissible, il faut que la résistance de la section soit suffisamment petite par rapport à la résistance apparente d'une dérivation.

Les résistances r'_1 et r'_2 du schéma de la figure 38 servent justement

à relever à l'oscillographe bifilaire le courant dans une dérivation et à contrôler que ce courant ne varie pas d'une façon appréciable d'une commutation à l'autre : ce contrôle a été fait sur le cliché 175 de la figure 75, la ligne $\gamma\delta$, au-dessous de l'axe des temps, est le courant en question, et la variation de J_2 à $2J - J_2$ est insignifiante.

Lorsqu'il y a de petites différences entre les f. é. m. E_1 et E_2 des deux batteries, on modifie un peu l'une des deux résistances pour que le courant dans la section soit le même dans les deux sens : il n'en résulte aucun écart visible dans les différents courants J ; d'ailleurs, l'oscillographe n'est ni précis ni sensible, et l'erreur sur les traits est en général plus importante que ces écarts ⁽¹⁾.

Laissant de côté cet écart tout petit, et supprimant les dérivations semblables, voyons maintenant ce qui se passe pendant la période variable du courant i , c'est-à-dire pendant la commutation. Dans notre montage nous mettons trois bobines de self, une dans chaque dérivation $\mathcal{L}'$ et une dans le circuit d'utilisation, appelée $\mathcal{L}_3$ dans la figure 38 et non représentée dans la figure 76.

Ainsi disposé, notre montage est soumis aux mêmes actions secondaires que celles qui ont été étudiées dans la dynamo par Riebesell et Rudenberg (voir ch. II, p. 69 et suivantes), et les phénomènes s'y reproduisent identiquement, comme dans la dynamo : d'une part, la tension entre les deux bornes de notre dynamo artificielle HK (fig. 76), égale à la f. é. m. E diminuée de toutes les chutes de tension, varie avec la tension moyenne $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ sous le balai et la présence de la self-induction $\mathcal{L}_3$ et des deux self-inductions $\mathcal{L}'$, donnant une

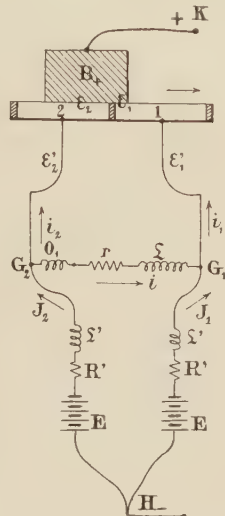


FIG. 76. — Schéma des résistances et des selfs d'équilibrage.

⁽¹⁾ Soient R'_1 et R'_2 les résistances dans les deux dérivations de f. é. m. E_1 et E_2 très voisines ; en appelant J' le courant dans la section, réglé le même dans les deux sens, et J'_1 et J'_2 les courants dans la dérivation qui ne comprend pas la section, on a les deux relations :

$$\begin{aligned} E_1 - (R'_1 + r) J' &= E_2 - R'_2 J'_2 \\ E_1 - R'_1 J'_1 &= E_2 - (R'_2 + r) J', \end{aligned}$$

d'où en retranchant membre à membre :

$$R'_1 (J'_1 - J') - r J' = R'_2 (J' - J'_2) + r J'.$$

Les courants J'_1 et J'_2 diffèrent peu de J' et on peut les prendre égaux l'un à l'autre et étudier l'écart de la valeur J' sur la moitié J du courant total $2J$, où l'écart de J'_1 sur J' qui est le double du précédent sensiblement.

On trouve $J'_1 - J' = \frac{2r}{R'_1 + R'_2}$, comme plus haut.

valeur composée $0,5 \mathcal{L}'$, empêche seule le courant total de subir les mêmes variations que la tension (l'emploi de bobines de self $\mathcal{L}'$ et $\mathcal{L}_3$, de chacune 32 mH ou 17,5 mH, suivant les essais, a rendu le courant total pratiquement constant); d'autre part, lorsque les tensions de passage ε_1 et ε_2 deviennent très différentes, les débits J_1 et J_2 des dérivation tendent à se modifier et le rôle des selfs $\mathcal{L}'$ est de les maintenir constants.

Avant d'effectuer l'étude du résultat obtenu, remarquons seulement que les conditions ne diffèrent de celles de la dynamo que par la réalisation d'une seule commutation, au lieu que dans la dynamo il en existe deux, une à chaque extrémité des dérivation.

On réaliserait très aisément l'analogie complète, en supprimant le point commun H de la figure 76, reliant les extrémités négatives des deux batteries aux bornes d'une section en tout semblable à la section G_1G_2 , et aux lames d'un deuxième commutateur tournant, monté sur le même arbre que le premier, portant un balai de polarité opposée. En modifiant légèrement le calage des balais, on réaliserait à volonté les deux commutations exactement en phase ou non, comme dans des dynamos à nombre de lames pair ou impair. Un oscillographe triple permettrait d'étudier les deux courants de section et une des tensions de contact et de se rendre compte de l'action mutuelle des sections dans différents cas.

Comme nous nous proposons avant tout d'étudier les phénomènes de contact, nous avons jugé inutile de compliquer un montage déjà suffisamment complexe et qui est équivalent au cas de deux commutations rigoureusement symphasiques.

Ceci posé, les équations de la commutation, avec les notations connues, sont données par le système suivant, où J_1 et J_2 représentent les courants variables dans les dérivation :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \frac{di}{dt} + ri + R_1(J_1 + i) - R_1(J_2 - i) + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 &= 0 \\ E - \mathcal{L}' \frac{dJ_1}{dt} - R'J_1 - R_1(J_1 + i) - \varepsilon_1 &= E - \mathcal{L}' \frac{dJ_2}{dt} - R'J_2 - R_1(J_2 - i) - \varepsilon_2, \\ J_1 + J_2 &= 2J; \end{aligned}$$

ordonnant, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \frac{di}{dt} + (r + 2R_1) i + R_1(J_1 - J_2) + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 &= 0 \\ \mathcal{L}' \left(\frac{dJ_1}{dt} - \frac{dJ_2}{dt} \right) + (J_1 - J_2) (R' + R_1) + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 &= 0. \\ J_1 + J_2 &= 2J. \end{aligned}$$

En prenant comme inconnues le courant i dans la section et la demi-différence $\gamma = \frac{J_1 - J_2}{2}$ (demi-écart des courants dans les deux dériva-

tions), en remplaçant $r + 2R_1$ par sa valeur R et en désignant par R'' la somme $R' + R_1$, on arrive au système définitif :

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + 2R_1\gamma + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 &= 0 \\ 2\mathcal{L}' \frac{d\gamma}{dt} + 2R''\gamma + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

En remplaçant ε_1 et ε_2 par leur valeur en fonction de la densité de courant, suivant une loi donnée, on aura un système qui permettra de déterminer i et γ ; mais, même pour l'hypothèse classique $\varepsilon = a + b_0j$, les calculs seront complexes et aboutiront à une inégalité analogue à celle d'Arnold, avec un terme correctif, comme celui de Rudenberg. Dans le cas général, la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ peut se mettre sous la forme :

$$f\left(\frac{J_1 + i}{T - t}\right) - f\left(\frac{J_2 - i}{t}\right)$$

c'est-à-dire :

$$f\left(\frac{J + i + \gamma}{T - t}\right) - f\left(\frac{J - i - \gamma}{t}\right);$$

tout se passe donc comme si le courant intervenant dans les phénomènes de contact était $i + \gamma$ au lieu de i .

En particulier, si on considère le cas (non existant dans la dynamo, mais possible dans notre commutation artificielle) où il n'y a pas de self dans les dérivations, $\mathcal{L}' = 0$, la deuxième équation donne :

$$\gamma = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2R''}.$$

En fin de commutation ε_1 est toujours plus grand que ε_2 et γ est négatif comme i . La densité finale proportionnelle à $J + i + \gamma$ est donc réduite de ce fait et par suite aussi $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$: si la fonction f est simple, on peut calculer γ en fonction de i (par exemple, dans l'hypothèse classique).

Ce calcul n'est pas intéressant en pratique : il suffit de montrer que γ acquerrait, pour $\mathcal{L}' = 0$, une valeur correspondant à une notable fraction de J , dès que la self $\mathcal{L}$ de la section devient élevée.

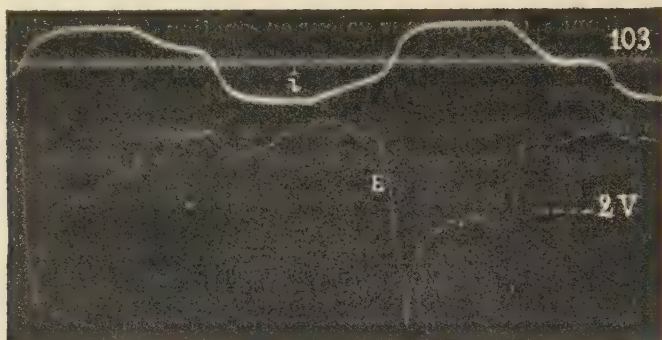
Pour $\frac{r}{2R}$, ou sensiblement (R_1 étant peu important) pour $\frac{R}{2R''} = 0,03$, condition convenable pour une commutation artificielle, d'après l'étude précédente, avec $2J = 9,5$ A, $R = 100$ m Ω , ε_p (tension de pointe) = 3,5 V et $\varepsilon_2 = 1$ V, $R'' = 1$ Ω , on aurait :

$$\gamma = -\frac{3,5 - 1}{2} = -1,25 \text{ A,}$$

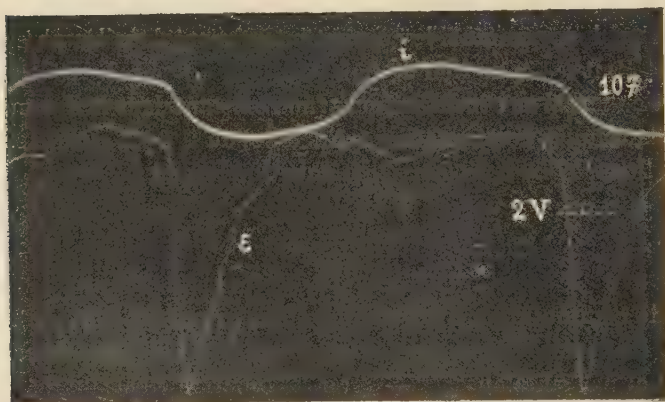
186 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
à côté de $J = 4,25$ A, d'où une modification considérable de la commutation.

Ces conditions sont celles du cliché 103 de la figure 77 (sauf en ce qui concerne la valeur de R'' , laquelle a été prise au jugé et non mesurée exactement).

Les deux clichés 103 et 107 relatifs à des balais Z — de la figure 77



$R = 100\text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 320\text{ }\mu\text{H}$; vit. 575 t/m.



$R = 163\text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 870\text{ }\mu\text{H}$; vit. 530 t/m.

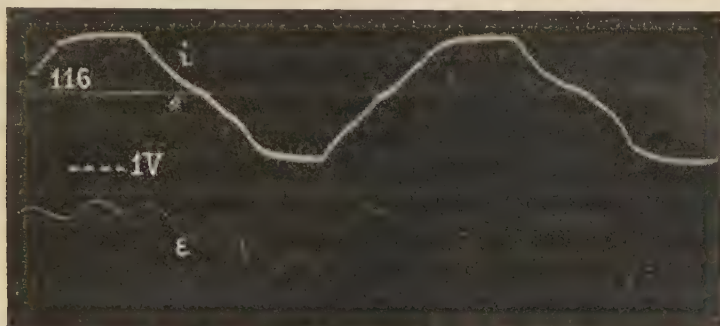
Balai Z —; $5,7 \times 21\text{ mm}^2$; pr. 300 g/cm^2 ; bob. 10 A; $2J = 9,5$ A. Pas d'étincelles apparentes.

FIG. 77. — Commutation sans bobines de self dans les dérivations.

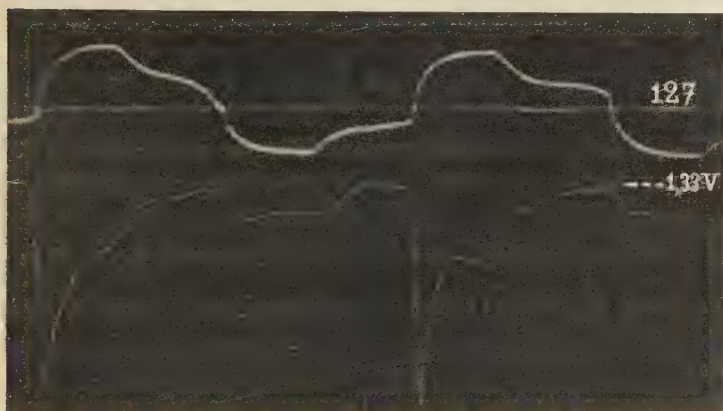
montrent combien se déforme la courbe de i , quand il n'y a pas de bobines de self dans les dérivations (le balai ne touchait pas sur les deux derniers millimètres, ce qui explique qu'on n'ait pas aperçu d'étincelles).

Si on observe les clichés 103 et 107, on remarque la même forme de courbe i que dans les clichés précédents, sauf que la portion qui suit le point anguleux est plus inclinée et qu'elle est terminée par un arrondi très important, correspondant, surtout dans le cliché 107, à une descente très lente de la courbe de tension ϵ .

Cette forme est due à l'absence de selfs dans les dérivation, par le mécanisme suivant : au moment où le balai quitte la lame, avec ou sans étincelle, le courant J_1 dans la dérivation correspondante est beaucoup plus petit que J , comme il vient d'être expliqué, et le courant J_2 qui passe directement à la lame 2 et au balai est beaucoup plus grand ; le courant dans la section au moment où échappe la lame a pour valeur — J_1 (il est



Vit. 515 t/m ; $2J = 17,5 \text{ A}$; $R = 79 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 147 \mu\text{H}$. Très petites étincelles intermittentes



Vit. 575 t/m ; $2J = 13,2 \text{ A}$; $R = 100 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 320 \mu\text{H}$. Étincelles considérables (6 à 7).
Balai Z — ; $5,7 \times 20 \text{ mm}^2$; pr. 300 g/cm².

FIG. 78. — Commutation sans bobines de self dans les dérivation.

en sens inverse de la flèche de la figure 76). A partir de ce moment, le balai pendant un certain temps ne touche plus que la lame 2 ; pendant ce temps, les deux dérivation se rencontrant maintenant au point G_2 (et la résistance r étant petite à côté de R'), les deux courants s'égalisent, et pendant que J_2 tend en diminuant vers la valeur J , J_1 augmente à travers la section jusqu'à la même valeur J , et comme il y a une self $\mathcal{L}$ dans la section, cette augmentation se fait plus ou moins rapidement suivant l'arrondi signalé ; à mesure que le courant J_1 croît, la chute de tension

croît aussi dans la dérivation et la tension entre la lame 1 et le balai diminue, lentement même comme on le voit dans le cliché 107 où la self-induction de la section est plus importante (870 μH au lieu de 320, au cliché 103). Le temps nécessité par le retour du courant J_1 à la valeur J est si grand dans le cliché 107 que la commutation suivante commence avant qu'il ne soit terminé.

Les clichés 116 et 127 de la figure 78 (également avec balais Z —) sont dans le même cas : seulement au cliché 116, la self est petite (147 μH), les contacts mauvais à la fin, et les étincelles à peine visibles, tandis que le cliché 127 est établi avec contact très bon à la sortie du balai et coupures très brusques (bien visibles sur la figure) correspondant à des étincelles considérables, cotées 6-7 : la valeur $\mathcal{L}$ y atteint 320 μH .

Dans notre cas particulier, la question la plus intéressante est d'adopter des sels $\mathcal{L}'$ suffisantes pour que le phénomène ne s'écarte pas d'une façon sensible du cas théorique de $J_1 = J_2 = J$.

Le terme en $R_1\gamma$ est peu important et peut être laissé de côté : alors deux cas simples se présentent :

1° *La constante de temps de la section est la même que celle de la dérivation* : $\frac{\mathcal{L}'}{R''} = \frac{\mathcal{L}}{R}$; alors les fonctions i et γ sont dans le rapport de $2\mathcal{L}'$ et $\mathcal{L}$,

$$\gamma = i \frac{\mathcal{L}}{2\mathcal{L}'},$$

et il suffit que les self-inductions soient dans un rapport de 1 à 25 pour que γ ne représente que 20/0 de i , c'est-à-dire une quantité négligeable.

2° *La constante de temps de la dérivation $\frac{\mathcal{L}'}{R''}$ est grande à côté de la durée de la variation rapide de i* ; alors on peut négliger le terme $2R''\gamma$ à côté de $\mathcal{L}' \frac{d\gamma}{dt}$.

Il est intéressant de voir de près l'erreur introduite par la variation de J à la fin d'une commutation rapide comme celle des clichés 172 à 175 de la figure 74, ne fût-ce que pour s'assurer que l'arrondi final des clichés 174 et 175 n'est pas dû à cette action secondaire, mais bien à la modification de l'étincelle que nous avons signalée. La courbe $\alpha\beta$ du cliché 175, représentant le courant d'une dérivation, montre nettement que la variation de J existe, mais est d'une importance beaucoup moindre que l'arrondi de la courbe de courant qui, par suite, ne peut lui être imputé.

Si nous désignons par ϵ_m la tension de passage quand le balai est sur une seule lame, par ϵ_0 la même tension au moment de la coupure, par ϵ_p la tension de pointe et par t_0 le temps du passage de l'isolant (durée

de l'étincelle ordinaire), on peut assimiler la courbe de tension, pendant le temps t_0 , à une droite et, d'autre part, supposer que la tension de la lame arrière ε_2 reste égale à la valeur ε_m .

La deuxième équation du système (1) devient alors, en comptant les temps à partir de la coupure brusque :

$$2\mathcal{L}' \frac{d\gamma}{dt} + 2R'\gamma + \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{t_0} t - \varepsilon_m = 0,$$

ou, en posant $\frac{\mathcal{L}'}{R'} = \tau'$, $\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_m}{2\mathcal{L}'} = \lambda$, $\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{2\mathcal{L}'t_0} = \mu$:

$$\frac{d\gamma}{dt} + \frac{1}{\tau'} \gamma + \lambda + \mu t = 0. \quad (2)$$

Si on néglige le terme en γ , on obtient immédiatement :

$$\gamma = -\lambda t - \frac{\mu t^2}{2}, \quad (3)$$

en supposant que, pour $t = 0$, γ soit négligeable ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ L'étude complète, sans négliger le terme en γ , n'est pas très complexe, mais elle donne une valeur de γ peu différente de l'expression (3) et légèrement plus petite.

On a en effet à intégrer l'équation linéaire classique du premier ordre à coefficients constants avec second membre. On peut écrire :

$$\gamma = \varphi e^{-\frac{t}{\tau'}},$$

φ étant défini par la relation :

$$\frac{d\varphi}{dt} = -(\lambda + \mu t) e^{\frac{t}{\tau'}},$$

d'où on tire :

$$\varphi = -\int \lambda e^{\frac{t}{\tau'}} dt - \int \mu t e^{\frac{t}{\tau'}} dt + C.$$

La deuxième intégrale s'effectue par parties et donne :

$$\int t e^{\frac{t}{\tau'}} dt = \tau' t e^{\frac{t}{\tau'}} - \tau'^2 e^{\frac{t}{\tau'}}$$

d'où :

$$\varphi = -\lambda \tau' e^{\frac{t}{\tau'}} - \mu \tau' e^{\frac{t}{\tau'}} + \mu \tau'^2 e^{\frac{t}{\tau'}} + C,$$

et en tenant compte de ce que γ peut être pris nul pour le commencement de la coupure $t = 0$,

$$\gamma = -(\lambda \tau' - \mu \tau'^2) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'}}\right) - \mu \tau' t.$$

L'exposant $\frac{t}{\tau'}$ étant petit dans les limites de t à t_0 , on peut développer $e^{-\frac{t}{\tau'}}$ en série et prendre seulement les termes jusqu'à la seconde puissance : on obtient ainsi :

$$\gamma = -\lambda t - \frac{\mu t^2}{2} + \frac{\lambda t^2}{2\tau'}, \quad (3 \text{ bis})$$

ce qui ajoute seulement le terme $\frac{\lambda t^2}{2\tau'}$ de signe contraire aux deux premiers.

Appliquons la formule (3) au cas du cliché 175, où l'on a :

$$\varepsilon_m = 0,58 \text{ V}; \quad \varepsilon_0 = 1,10 \text{ V}; \quad \varepsilon_p = 12 \text{ V}; \quad \mathcal{L}' = 32 \text{ mH}; \quad 2J = 6,3 \text{ A}; \\ t_0 = 0,275 \text{ ms.}$$

Dans la formule (3), on a, en comptant les temps en milli-secondes (ms) :

$$\lambda = \frac{1,10 - 0,58}{2 \times 32} = 0,008,$$

$$\mu t_0 = \frac{12 - 1,10}{2 \times 32} = 0,17.$$

Par suite, au temps $t = t_0$ (fin du passage de l'isolant), on a pour γ (au signe près) :

$$\gamma = 0,008 \times 0,275 + \frac{0,17 \cdot 0,275}{2} = 0,0022 + 0,0234 \text{ A.}$$

soit 25 millièmes d'ampère, ce qui est complètement négligeable⁽¹⁾ à côté de $J = 3,15 \text{ A}$.

3° ÉNERGIE MISE EN JEU DANS L'ÉTINCELLE

Nous avons décrit (ch. II, p. 99) les travaux d'Arnold et J. La Cour sur la puissance moyenne libérée au bec de sortie d'un balai, dans le cas de la coupure d'un circuit par commutateur tournant. Le temps nous a manqué pour reproduire ces essais, qui donnent d'ailleurs un phénomène assez différent de la commutation, but de notre étude. Il est par contre intéressant d'étudier la répartition des dépenses d'énergie dans la commutation, en particulier à la période finale, et de voir si les résultats concordent plus ou moins avec les chiffres donnés par les auteurs précédents, chiffres établis en partant d'évaluations d'ailleurs très artificielles, comme nous l'avons montré.

La question a été traitée par Arnold et exposée au chapitre I, pages 28 à 30.

L'équation générale :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 0$$

(1) En prenant pour R'' la valeur 2Ω (d'après la régulation obtenue), on aurait pour le terme complémentaire de (3 bis), avec $\tau' = \frac{32}{2} = 16 \text{ ms}$,

$$\frac{0,008 \cdot 0,275^2}{2 \times 16} = 0,00019 \text{ A,}$$

terme absolument insignifiant.

donne, après multiplication par idt et intégration :

$$\int \mathcal{L}idi + \int Ri^2dt + \int (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) idt = 0.$$

Comme on a, en appelant i_1 et i_2 les courants dans les lames avant et arrière,

$$i = i_1 - J = J - i_2,$$

la dernière intégrale peut se décomposer et s'écrire :

$$\int (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) idt = \int \varepsilon_1 i_1 dt + \int \varepsilon_2 i_2 dt - \int J (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) dt,$$

et l'équation devient :

$$\begin{array}{ccccccc} A & = & B & + & C & + & D & + & G \\ \int J (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) dt & = & \int \varepsilon_1 i_1 dt & + & \int \varepsilon_2 i_2 dt & + & \int Ri^2 dt & + & \int \mathcal{L}idi. \end{array} \quad (1)$$

Le premier terme A est l'énergie empruntée à la dynamo sous forme de perte sous le balai, et donnant lieu à la chute de tension moyenne (pour le courant $2J$) :

$$\frac{1}{T'} \int_0^{T'} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} dt,$$

T' désignant la durée totale de la commutation, y compris l'étincelle finale.

Si on se borne à la période finale, commençant à la coupure, l'équation (1) exprime que cette dépense sous le balai est utilisée à fournir les termes :

$B = \int \varepsilon_1 i_1 dt$, dépense dans l'étincelle.

$C = \int \varepsilon_2 i_2 dt$, dépense au contact sous la lame arrière ; cette dépense peut être écrite ainsi :

$$\begin{array}{ccc} C & \dots & C'' & & C' \\ \int \varepsilon_2 (2J - i_1) dt & = & \int J \varepsilon_2 dt & + & \int (J - i_1) \varepsilon_2 dt, \end{array}$$

Le terme C'' est la dépense par passage du courant J dans la lame arrière sous la tension ε_2 , et le terme C' la dépense pour le passage dans la même lame sous la même tension du supplément $J - i_1$. Comme le terme C'' existe dans A directement, on peut le supprimer des deux côtés du signe =

et n'envisager que les deux termes $A' = \int J \varepsilon_1 dt$ et $C' = \int (J - i_1) \varepsilon_2 dt$ débarrassés de ce terme commun C'' .

$D = \int R i^2 dt$ est l'énergie nécessaire pour établir à nouveau le courant i dans la résistance R et $G = \int \mathcal{L} i di$ l'énergie correspondant à l'établissement du courant dans la self-induction.

Le phénomène est ici beaucoup moins simple que dans la coupure d'un circuit par commutateur tournant, cas où l'énergie libérée par la self-induction $\int \mathcal{L} i di$ est dépensée partie dans la résistance R et partie dans l'étincelle : ici il y a au contraire énergie absorbée par la self-induction, et cette énergie absorbée n'est pas une mesure de l'énergie dépensée dans l'étincelle.

Nous allons d'ailleurs calculer les différents termes de la somme et nous rendre compte ainsi de leur importance.

Supposons que l'étincelle dure pendant le temps t_0 du passage de l'isolant ; ε_1 varie alors linéairement de la valeur ε_0 , tension de coupure, à ε_p , tension de pointe, et le terme A' a pour valeur :

$$A' = \int_0^{t_0} J \varepsilon_1 dt = J \int_0^{t_0} \left(\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{t_0} t \right) dt = t_0 J \frac{\varepsilon_p + \varepsilon_0}{2}.$$

Soit i_0 le courant dans la lame au moment de la coupure, le terme B a alors pour valeur :

$$B = \int_0^{t_0} \left(\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{t_0} t \right) \left(i_0 - \frac{i_0}{t_0} t \right) dt = t_0 i_0 \frac{\varepsilon_p + 2\varepsilon_0}{6}.$$

Pour calculer le terme C' , peu important d'ailleurs, on fera l'approximation que ε_2 varie peu et garde sensiblement la valeur ε_m , tension moyenne de passage. On aura alors :

$$C' = \int_0^{t_0} (J - i_1) \varepsilon_m dt = \int_0^{t_0} \varepsilon_m \left(J - i_0 + \frac{i_0}{t_0} t \right) dt = t_0 \varepsilon_m \frac{2J - i_0}{2}.$$

La perte Joule D est donnée par :

$$D = R \int_0^{t_0} i^2 dt = R \int_0^{t_0} \left(-i_0 + \frac{i_0}{t_0} t + J \right)^2 dt = t_0 R \left(J^2 - i_0 J + \frac{i_0^2}{3} \right)$$

et enfin la dépense dans la self-induction G, en remplaçant i par $i_1 - J$,

$$G = \int_{i_0}^0 \mathcal{L} i di = \int_{i_0}^0 \mathcal{L} (i_1 - J) di_1 = \mathcal{L} i_0 \frac{2J - i_0}{2}.$$

Tous ces termes, sauf celui de la self-induction G, comprennent en facteur le temps t_0 , et on peut envisager la puissance moyenne, au lieu de l'énergie, en divisant par t_0 .

Appliquant ces formules au cliché 172 (étincelles déjà appréciables, cotées 1), on trouve, avec

$$t_0 = 0,275 \text{ ms}; \quad 2J = 6,3 \text{ A}; \quad i_0 = 2,5 \text{ A}; \quad \mathcal{L} = 0,515 \text{ mH}; \quad \epsilon_m = 0,58 \text{ V}; \\ \epsilon_0 = 1,15 \text{ V}; \quad \epsilon_p = 6,15 \text{ V}; \quad R = 167 \text{ m}\Omega,$$

les résultats suivants d'une part :

$$\frac{A'}{t_0} = 3,15 \frac{6,15 + 1,15}{2} = 11,5 \text{ watts};$$

et d'autre part :

$\frac{B}{t_0} = 2,5 \frac{6,15 + 2,30}{6} = \dots\dots\dots$	3,52 W
$\frac{C'}{t_0} = 0,58 \frac{6,30 - 2,5}{2} = \dots\dots\dots$	1,10 W
$\frac{D}{t_0} = \frac{0,167}{3} \left(3,15^2 - 2,5 \times 3,15 + \frac{2,5^2}{3} \right) = \dots\dots$	0,68 W
$\frac{G}{t_0} = \frac{0,515 \times 2,5 \times 1,9}{0,275} = \dots\dots\dots$	8,90 W
TOTAL.....	14,20 W

Pour des calculs forcément grossiers, la coïncidence entre la somme des derniers termes et le premier est suffisante.

On remarquera que : 1° la puissance perdue dans l'étincelle $\frac{B}{t_0}$ n'a aucun rapport *direct* avec la puissance moyenne emmagasinée dans la self-induction, $\frac{G}{t_0}$;

2° La puissance moyenne dans l'étincelle pour un balai de 5,5 mm de largeur est bien plus faible que le chiffre admis par Arnold et La Cour, qui comptaient 50 watts pour une petite étincelle *supportable*, par centimètre de balai, tandis qu'ici, ramené à 1 cm, le chiffre est :

$$\frac{3,52 \times 10}{5,5} = 6,4 \text{ W}.$$

La coïncidence cesse très vite dès que l'arrondi apparaît, comme aux

clichés 174 et 175. Ceci s'explique immédiatement, car, d'une part, le courant i_1 , pendant le temps t_3 , passe seulement de la valeur i_1 à la valeur i'_0 non nulle et le terme B, perle dans l'étincelle, en est augmenté considérablement; d'autre part, la somme A' est à effectuer non plus seulement pendant le temps t_0 , mais encore pendant le temps t'_0 beaucoup plus long correspondant à l'arrondi. Ces termes complémentaires sont difficiles à calculer, les lois du courant et de la tension ne pouvant plus être considérées comme linéaires, même approximativement.

Si on admet que le courant passe de la valeur i_0 à la valeur i'_0 linéairement pendant le temps t_0 , la dépense correspondante est donnée par le terme B' :

$$B' = \int_0^{t_0} \left(\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{t_0} t \right) \left(i_0 - \frac{i_0 - i'_0}{t_0} t \right) dt = t_0 \frac{\varepsilon_0 (2i_0 + i'_0) + \varepsilon_p (i_0 + 2i'_0)}{6};$$

d'autre part, l'énergie emmagasinée dans la self-induction pendant ce temps a pour valeur :

$$G' = \int_{i_0}^{i'_0} \mathcal{L} (i_1 - J) di_1 = \frac{\mathcal{L}}{2} (i_0 - i'_0) (2J - i_0 - i'_0).$$

Dans le cliché 175 (fig. 75), on a approximativement :

$$2J = 6,3 \text{ A}; \quad \mathcal{L} = 1,34 \text{ mH}; \quad R = 0,245 \Omega; \quad \varepsilon_0 = 1,10 \text{ V}; \quad \varepsilon_p = 12 \text{ V}; \\ \varepsilon_m = 0,58 \text{ V}; \quad i_0 = 3,4 \text{ A}; \quad i'_0 = 0,9 \text{ A}; \quad t_0 = 0,275 \text{ ms}.$$

Si on calcule les termes $\frac{A'}{t_0}$, $\frac{B'}{t_0}$ et $\frac{G'}{t_0}$, les plus importants, on trouve :

$$\frac{A'}{t_0} = 3,15 \frac{12 + 1,10}{2} = 20,7 \text{ W}, \\ \frac{B'}{t_0} = \frac{1,10 \times 7,7 + 12 \times 5,2}{6} = 11,8 \text{ W}, \\ \frac{G'}{t_0} = \frac{0,67}{0,275} \times 2,5 \times 2 = 12,2 \text{ W}.$$

Ici la puissance absorbée par l'étincelle, pendant le passage de l'isolant, est 11,8 watts, ce qui fait 21,5 W/cm de longueur de balai, mais cette étincelle est déjà considérable, cotée 4 et inadmissible dans une dynamo. Cette puissance est du même ordre de grandeur que celle qui est emmagasinée dans la self, pendant le même temps, alors que, dans l'exemple précédent, le rapport des deux était voisin du tiers.

D'autre part, la somme $B' + G'$, en laissant de côté les deux autres termes peu importants, est déjà un peu supérieure à A', quoique l'écart

ne soit pas considérable : cela provient, pour une grosse part, de l'erreur relative forcément commise sur l'évaluation de i_0 et surtout de i'_0 .

L'énergie à fournir à la self-induction pendant le temps t_0 était :

$$12,2 \times 0,275 = 3,36 \text{ millijoules (mJ),}$$

alors que l'énergie totale jusqu'à coupure complète est donnée par :

$$G = 0,67 \times 3,4 \times 2,9 = 6,6 \text{ mJ,}$$

d'où il résulte que l'énergie emmagasinée pendant l'arc final entre lames de durée t'_0 est sensiblement égal à celle qui a été absorbée pendant le passage de l'isolant.

Les courbes données par l'oscillographe pour le courant i_1 sont trop peu précises pour qu'on puisse aisément calculer les énergies mises en jeu pendant l'arc entre lames ; mais, dans le cas d'étincelles comme au cliché 175, ces quantités d'énergie sont importantes.

Il serait très intéressant d'étudier de plus près ces phénomènes, en allongeant la durée de la coupure rapide par l'emploi d'un collecteur à lames isolantes très épaisses, par exemple de quelques millimètres, et étudiant la coupure d'un circuit suivant Arnold et la commutation artificielle par notre système, avec un oscillographe bifilaire à électro-aimant très sensible, et à déroulement rapide de la pellicule photographique.

Nous avons constaté, au cours de tous nos essais avec balais QS_4 — que l'étincelle, d'abord peu lumineuse, devenait très blanche pour des self-inductions plus grandes, et que le changement d'aspect de l'étincelle correspondait exactement à l'apparition de l'arrondi caractéristique de l'étincelle entre lames ; cette dernière étincelle semble être la plus nocive pour le collecteur.

Une limite importante des étincelles admissibles correspond à une position intermédiaire entre les clichés 169 et 172 de la figure 74 ; on peut admettre à la rigueur que le cliché 172 constitue cette limite extrême, l'étincelle durant à peu près exactement le temps t_0 du passage de l'isolant.

Il semble donc que, pour un balai QS_4 —, une limite d'étincelles admissible est constituée par la condition que l'étincelle se termine au plus tard à la fin du passage de l'isolant, ce qui correspond à une puissance moyenne consommée de 5 à 6 W par cm de balai.

On obtiendrait donc sûrement une diminution notable des dégradations au collecteur en augmentant l'épaisseur de l'isolant et par suite le temps t_0 , ce qui permettrait de faire passer les étincelles de la catégorie *blanche* et nocive à une catégorie moins dangereuse et diminuerait à la fois la tension de pointe et la puissance moyenne consommée. Ceci nous

paraît expliquer l'observation très intéressante signalée par James Burke sur le fonctionnement convenable d'un moteur à micas épais, alors que sa commutation devait être très mauvaise, d'après tous les critères connus; l'augmentation de la résistance du chemin parcouru par le courant de court-circuit dans le balai est absolument insignifiante et ne peut fournir, à notre avis, une explication plausible (voir p. 105).

4° VARIATION DE LA TENSION ET DU COURANT DANS L'ÉTINCELLE

À défaut d'expériences avec collecteur à lames isolantes épaisses, expériences demandant l'exécution d'un groupe d'essai spécial, nous avons cherché à obtenir des renseignements plus précis sur les lois de variation de la tension et du courant dans l'étincelle, en opérant à une vitesse très lente du commutateur (100 t/m environ), avec rotation rapide du miroir tournant de l'oscillographe.

Remarquons d'abord que si le courant varie exactement suivant une

loi linéaire de i_0 à i'_0 , la f. é. m. de self-induction étant constante, la tension ϵ_1 , d'après la relation :

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 - Ri - \mathcal{L} \frac{di}{dt}$$

où ϵ_2 s'écarte très peu de la valeur ϵ_m , serait donnée par :

$$\epsilon_1 = \epsilon_m + \mathcal{L} \frac{i_0 - i'_0}{t_0} + R(J - i_1),$$

où i_1 va en diminuant, c'est-à-dire que, montant immédiatement au moment de la coupure à la valeur :

$$g = \epsilon_m + \mathcal{L} \frac{i_0 - i'_0}{t_0} + R(J - i_0),$$

elle n'atteindrait la valeur ϵ_p que

plus lentement, suivant le terme $R(i_0 - i_1)$, qui est en général de petite importance.

Dans le cliché 175, avec $R = 0,245 \Omega$; $i_0 = 3,4 \text{ A}$, $\epsilon_p = 12 \text{ V}$, $\epsilon_m = 0,58 \text{ V}$, le terme $R(i_0 - i_1)$ n'atteint que 0,84 volt pour $i_1 = 0$, à côté de $\epsilon_p = 12 \text{ V}$, et $R(i_0 - i'_0)$ est encore plus petit.

La figure 79 représente les courbes, avec un temps t_0 très allongé, à la

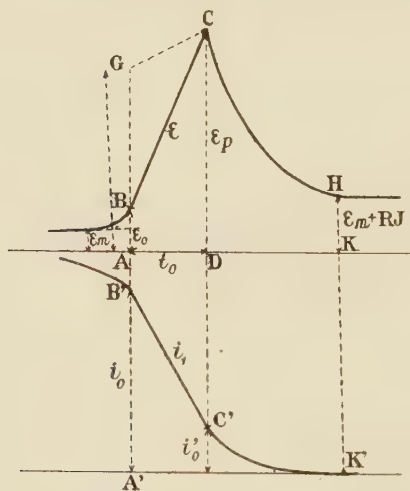


FIG. 79. — Tension et courant de lame pendant l'étincelle, sous un balai QS_4 .

variation linéaire de courant de B' à C' correspond théoriquement une courbe de tension BGC et non la droite BC. Les hypothèses faites pour calculer les pertes dans l'étincelle ne sont donc qu'approchées, les deux droites BC et B'C' étant incompatibles : il est probable que la variation du courant plus faible d'abord augmente légèrement en s'approchant de C', l'écart avec la droite étant peu visible sur le cliché.

Dans le cliché 172, on a, dans l'hypothèse d'une variation linéaire du courant,

$$\frac{di}{dt} = \frac{i_0}{t_0} = \frac{2,5}{0,275} = 9,1 \text{ A ms}$$

et par suite :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} = 0,515 \times 9,1 = 4,7 \text{ V}$$

$$\varepsilon_m + RJ = 0,58 + 0,167 \times 3,15 = 1,10 \text{ V,}$$

soit au total 5,8 V à côté de 6,15 V mesurés à la pointe, ce qui porte à croire que la variation $\frac{di}{dt}$ est un peu plus grande que la moyenne en fin de coupure, mais en s'écartant peu toutefois de cette valeur moyenne.

Au cliché 175, on a pour les mêmes termes :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} = \mathcal{L} \frac{i_0 - i'_0}{t_0} = 1,34 \frac{3,4 - 0,9}{0,275} = 12,2 \text{ V,}$$

$$\varepsilon_m + RJ = 0,58 + 0,245 \times 3,15 = 1,35 \text{ V,}$$

au total 13,55 V, alors que la tension de pointe mesurée est 12 V ; mais ici i'_0 est connu avec une grosse erreur possible, et les écarts constatés ne sont véritablement pas énormes.

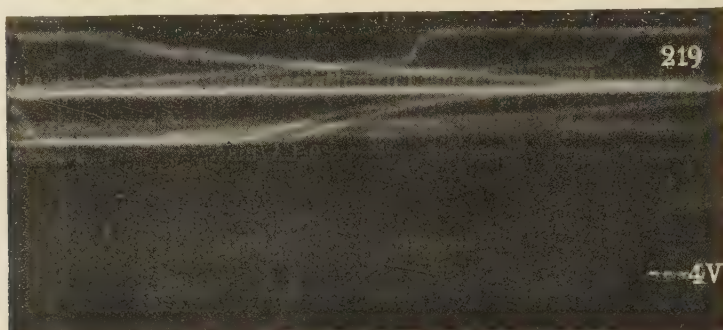
Nous estimons que la concordance entre les tensions relevées à l'oscillographe bifilaire et les valeurs calculées d'après la courbe de courant, la self-induction de la section et la dimension de l'isolant, constituent une preuve indiscutable qu'il s'agit bien là d'une étincelle de coupure, comme nous l'admettons, et non des phénomènes mystérieux allégués par Arnold et son école ; et c'est pour établir cette propriété importante que nous avons insisté sur ces calculs de détail, malgré qu'ils soient un peu longs à exposer.

La figure 80 donne les clichés 219 et 220 représentant une série de commutations lentes, à la vitesse de 100 t/m, ce qui donne pour la durée de la commutation normale T et du passage de l'isolant t_0 , les valeurs :

$$T = \frac{18,5 - 0,7}{23,1} \cdot \frac{60\,000}{12 \times 100} = 38,5 \text{ ms,}$$

$$t_0 = \frac{0,7}{23,1} \frac{60\,000}{12 \times 100} = 1,51 \text{ ms;}$$

on y remarque nettement les arrondis de courant et de tension en fin de coupure, et la tension pendant la coupure principale semble ne pas s'écarter sensiblement d'une ligne droite légèrement oblique sur la verticale, ayant son sommet au moment de la naissance de l'arrondi.



$2J = 6,2$ A. Petites étincelles.



$2J = 10,35$ A. Fortes étincelles (5).

Commutation lente avec balai QS_4 — ; $5 \times 18,5$ mm² ; 100 t/m ; $\mathcal{L} = 1,34$ mH ;
 $R = 245$ m Ω ; pr. 300 g/cm².

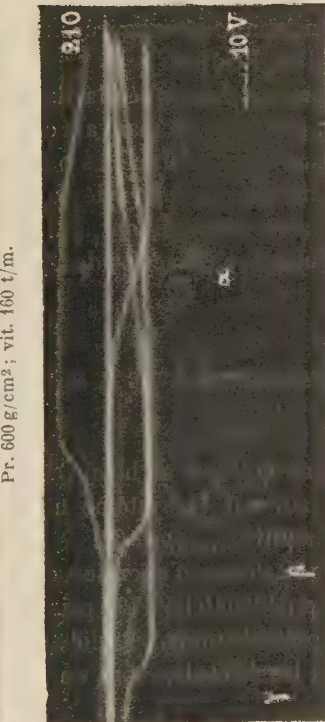
FIG. 80.

Les clichés de la figure 81 sont pris avec une self-induction formidable 8,62 mH, soit plus de six fois la plus grande valeur utilisée dans les essais précédents, les étincelles sont énormes, de véritables arcs ; il n'y a d'ailleurs pas de différence entre les clichés à la pression 600 g/cm² et le cliché 214, à la pression 300 g/cm².

A part le cliché 208, dont la pointe de tension sort de la plaque, tous les autres présentent une courbe de tension se rapprochant plutôt de la forme brisée BGC de la figure 79 que de la droite observée jusqu'ici ; si



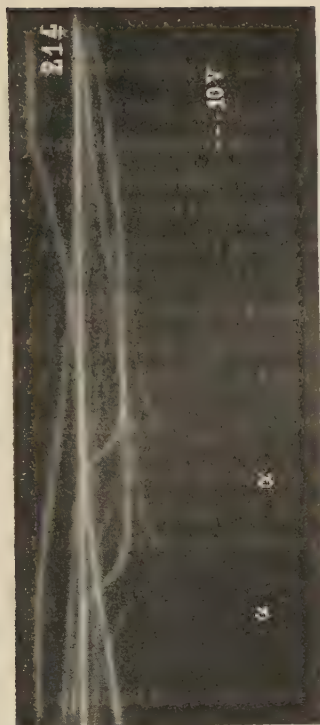
Pr. 600 g/cm²; vit. 100 t/m.



Pr. 600 g/cm²; vit. 100 t/m.



Pr. 600 g/cm²; vit. 100 t/m.



Pr. 300 g/cm²; vit. 100 t/m.

Commulation lente sous balai QS₄ — ; 5 X 48,5 mm².
Self-induction considérable : $\Sigma = 8630 \mu H$; $\Sigma J = 6,3 A$; $R = 950 m\Omega$. Émicelles éhormes, cotées 10)

Fig. 81.

on remarque d'ailleurs que sur les clichés 212 et 214 la partie la plus oblique de la courbe porte sur une distance verticale de 7 à 8 mm correspondant à des tensions de 3,5 à 4 volts, alors que le produit RJ est d'environ 3 volts, tout fait croire qu'ici la variation de courant est sensiblement constante pendant le temps t_0 , d'où la montée brusque sensiblement verticale, suivie d'une partie oblique due à l'expression $R(J - i_1)$ comme il a été expliqué à la page 196.

Là encore les résultats sont très concordants : sur le cliché 214, l'ordonnée du point z , où la droite de tension oblique vers l'horizontale, représentant $\epsilon_m + \left| \mathcal{L} \frac{di}{dt} \right|$ est 22 mm environ, ce qui donne 11,8 V, d'après la constante du bifilaire.

D'autre part, le courant varie de $J = 3,15$ A à $i'_0 = 1$ A pendant un temps t_0 , égal à 1,51 ms. On en déduit, avec $\mathcal{L} = 8,62$ mH :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} = 8,62 \frac{3,15 - 1}{1,51} = 12,3 \text{ V},$$

soit avec $\epsilon_m = 0,58$ V, un total de 12,88 V, au lieu de 11,8 V observé, écart insignifiant pour des mesures de ce genre.

Il faudrait exécuter des essais avec des micas plus épais, pour rechercher la raison de l'aspect différent des commutations avec les deux self-inductions normales et exagérées : nous signalons cette différence, sans en donner d'explication.

Faisons encore remarquer la fin de commutation marquée z sur le cliché 210 ; par suite de mauvais contacts, le courant s'est éteint lentement, par une série d'étincelles beaucoup plus petites, sous une tension de pointe inférieure à la moitié de celle des commutations normales. Ce cas se retrouve couramment dès que le collecteur se pique, ce qui s'était produit ici sous l'action des énormes étincelles signalées plus haut.

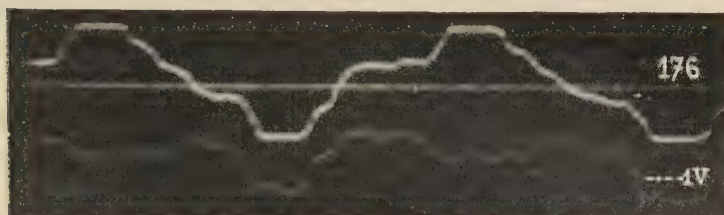
5° COMMUTATION AVEC F. É. M. AUXILIAIRE SOUS BALAI QS_4 —

Nous avons appliqué au balai QS_4 négatif la commutation par f. é. m. auxiliaire, suivant le système utilisé pour les balais métalliques et décrit au chapitre v, page 162.

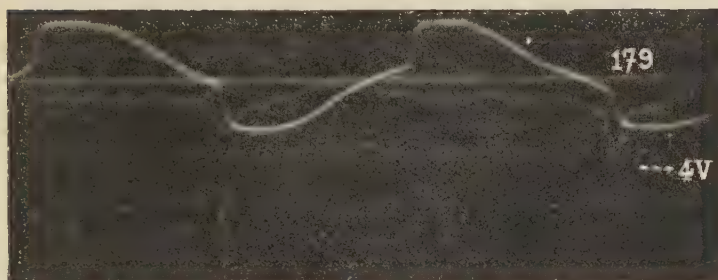
La figure 82 donne d'abord un cliché de référence (176) pris sans self-induction, puis le cliché 179, pris dans les mêmes conditions que le cliché 175 précédemment étudié (*fig.* 73) ; le balai a cependant été réglé à nouveau, et les étincelles sont un peu plus nombreuses le long du balai

et un peu plus faibles que dans l'essai précédent, la différence étant toutefois très peu importante.

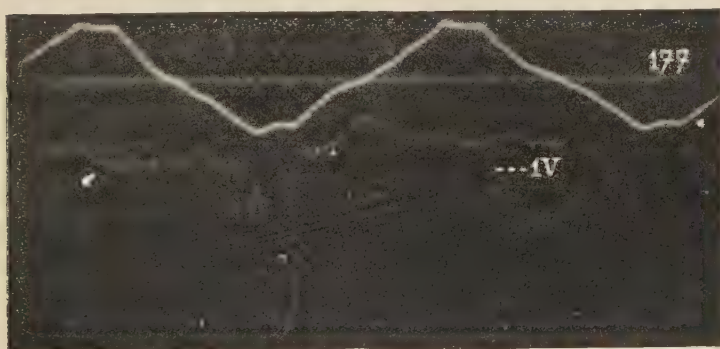
Si on applique alors à la section la f. é. m. auxiliaire relevée au cliché



$R = 160 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 0$. Cliché de référence.



Comme au cliché 175; $R = 245 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 1340 \text{ }\mu\text{H}$. Fortes étincelles blanches, plus également réparties sous le balai que dans (175).



$R = 245 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 1340 \text{ }\mu\text{H}$. F. é. m. auxiliaire de la figure 83.
Légère surcommutation. Pas d'étincelles.

Balai QS_4 —; $5,5 \times 19 \text{ mm}^2$; pr. 300 g/cm^2 ; bob. 6 A; vit. 525 t/m; $2 J = 6,25 \text{ A}$.

FIG. 82.

178 (fig. 83), dont la forme est assez irrégulière et présente un minimum très marqué vers le premier tiers de la période T, on obtient une marche sans étincelles avec légère surcommutation, représentée par le cliché 177 (fig. 82), et s'écartant bien peu de la commutation linéaire. Malgré son

allure complexe, cette f. é. m. auxiliaire a une forme favorable à cause de sa montée régulière dans les deux derniers tiers; aussi obtient-on une légère surcommutation avec une f. é. m. moyenne qui ne dépasse que très peu la tension de réactance.

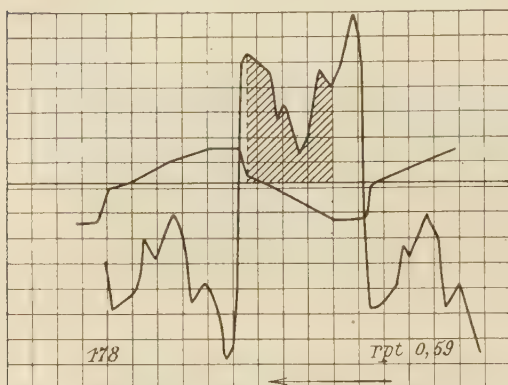


FIG. 83. — F. é. m. auxiliaire de la figure 82.

Le cliché 178 donne pour l'ordonnée moyenne, en tenant compte d'un léger décalage de l'axe des temps, 16,8 mm, qui, avec un coefficient de réduction 0,59 déduit de lectures directes sur le verre dépoli, et une constante de 16,4 mV par mm, pour l'oscillographe, la valeur moyenne :

$$e_m = 16,8 \times 0,59 \times 0,0164 = 1,62 \text{ V.}$$

Comme, d'autre part, on a $T = 7 \text{ ms}$, la tension de réactance est :

$$\varepsilon_r = 6,25 \times 1,34 \times \frac{1}{7} = 1,20 \text{ V,}$$

soit environ les $\frac{3}{4}$ de la f. é. m. moyenne de commutation.

La remarque faite pour les balais métalliques subsiste ici : de grosses irrégularités dans la forme de la f. é. m. de commutation n'entraînent, grâce à la self-induction de la section, que de très légères déformations dans la courbe du courant commuté, ce qui est en opposition avec les assertions souvent émises dans la théorie de la commutation.

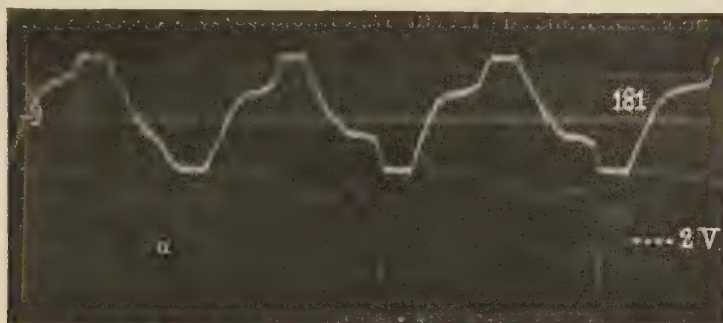
6° IRRÉGULARITÉS DIVERSES DANS LA COMMUTATION

Nous classons ici un certain nombre de clichés donnant des renseignements divers sur la commutation des balais QS_4 —.

Le cliché 181 (fig. 84) est obtenu sensiblement dans les mêmes conditions que le cliché type 172 de la figure 74, mais on a tourné à la main le moteur de l'oscillographe, afin de relever un certain nombre de commutations successives. Presque toutes ces commutations sont semblables à celle du cliché 172; toutefois la seconde, marquée α , est de type dif-

fèrent : par suite d'un mauvais contact nettement mis en évidence par la courbe de tension, la commutation se termine sans coupure franche.

(A partir d'ici on a jugé inutile de marquer d'une désignation spéciale les courbes de courant et de tension; elles se différencient assez l'une de l'autre pour qu'aucun doute puisse s'élever sur leur identification.)



Balai QS₄ —; $5,5 \times 19$ mm²; vit. 490 t/m; $2J = 6,4$ A; $R = 167$ m Ω ; $L = 515$ μ H.
Très petites étincelles.

FIG. 84.

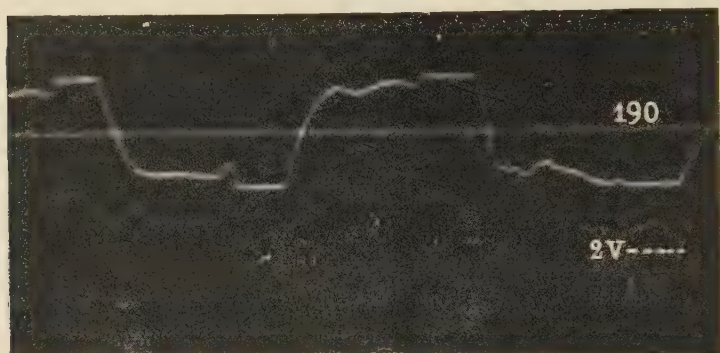
Des clichés de ce genre, que nous retrouverons fréquemment, montrent combien il est difficile d'étudier ces phénomènes, à cause de leur allure « lunatique » (*launhaft* en allemand) : nous ne pouvons donner tous les clichés relevés; toutefois nous en citons un nombre assez grand pour permettre au lecteur de se rendre compte que les phénomènes allégués ne sont pas dus à une exception et de distinguer entre les résultats accidentels et ceux qui se groupent sensiblement suivant une certaine loi.

Dans la figure 85, le balai soumis à une pression assez élevée (500 g/cm²) a touché surtout à l'entrée, ce qui a donné, sur résistance pure (la petite self-induction 33 μ H de la bobine étant négligeable) la courbe très dissymétrique du cliché 190 : la présence d'une self-induction, la même que dans les clichés 172 et 181, soit 515 μ H, en retardant la variation du courant au début, a ramené la courbe de courant à une allure assez symétrique, comme le montre le cliché 191, pris sans qu'on ait touché au balai ni effectué d'autre modification que de substituer une self-induction à la résistance pure, ce qui se fait sans arrêt dans notre système. On voit donc combien il est nécessaire de contrôler à chaque instant, par des relevés sur résistance pure, la façon dont est réglé le contact du balai.

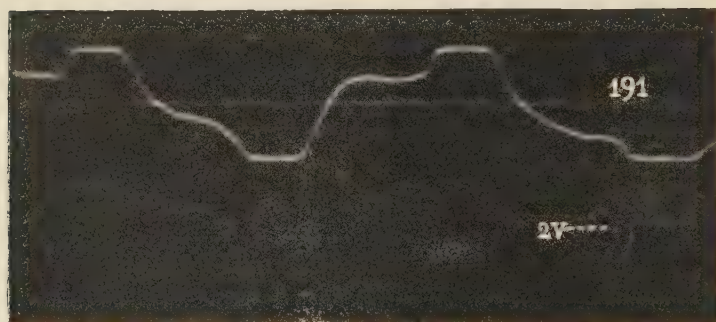
Une grande difficulté réside dans l'appréciation du contact suivant les génératrices du cylindre; on distingue difficilement à l'oscillographe si le balai touche suivant toute la largeur ou seulement suivant une bande plus ou moins étroite, ce qui tient à l'énorme irrégularité des contacts et au peu d'importance de la densité de courant dans la différence de poten-

tiel de contact : pour avoir un balai touchant bien, nous avons le plus souvent procédé de la façon suivante : réglé le balai pour que la courbe donnée par l'oscillographe sur résistance pure soit voisine de la symétrie normale et ensuite intercalé une self-induction, de façon à obtenir de petites étincelles *régulièrement réparties* le long de l'arête de sortie du balai.

Nous ne reviendrons pas ici sur les difficultés de réglage des porte-



$R = 197 \text{ m}\Omega$; $L = 35 \text{ }\mu\text{H}$.



$R = 167 \text{ m}\Omega$; $L = 515 \text{ }\mu\text{H}$.

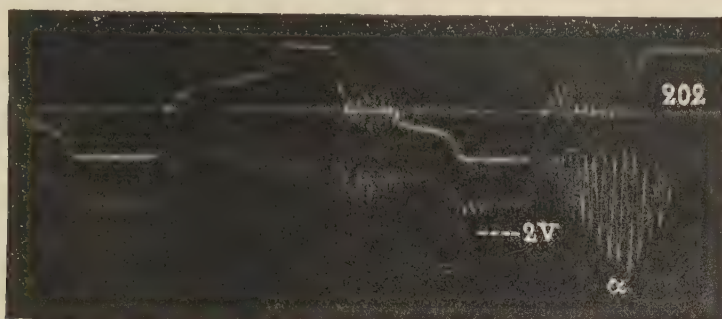
Balai QS_4 —, $5,5 \times 19 \text{ mm}^2$, touchant surtout à l'entrée.
Pr. 500 g/cm^2 ; vit. 455 t/m ; $2 J = 6,4 \text{ A}$. Pas d'étincelles.

FIG. 85.

balais à glissières, difficultés étudiées pages 122 et suivantes, et d'où proviennent évidemment les dissymétries du cliché 190 (*fig. 85*).

Dans la figure 86, le cliché 202 est un exemple remarquable de variations de contacts dues à l'action combinée des vibrations de l'arbre (provenant sans doute des paliers à billes) et de l'emploi d'un bloc trop serré dans sa glissière pour pouvoir suivre les mouvements verticaux du collecteur, malgré la très forte pression utilisée (600 g/cm^2) ; la figure 87 montre le cliché 203, pris après réglage du bloc, et avec self-induction

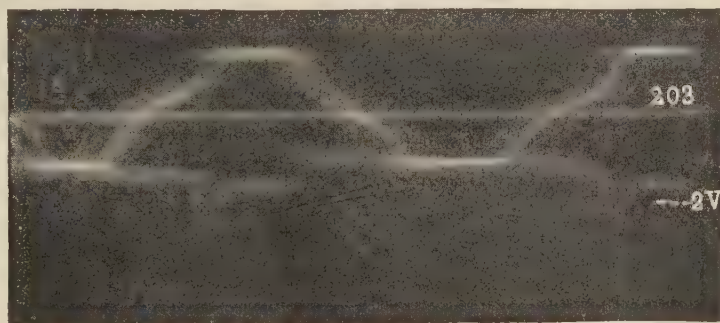
dans la section, sensiblement dans les conditions des clichés 172 et 181 déjà étudiés ; on a seulement laissé photographier plusieurs courbes successives sur la même plaque, et le cliché met ainsi en évidence les écarts entre diverses commutations, légèrement amplifiées par un petit balancement du moteur synchrone.



Balai QS_4 —, $5,5 \times 19 \text{ mm}^2$; pr. $600 \text{ g/cm}^2(?)$; vit. 455 t/m ; $2 J = 6 \text{ A}$; $R = 197 \text{ m}\Omega$; $L = 35 \text{ }\mu\text{H}$ (négligeable).

FIG. 86. — Vibrations importantes.

En dehors des commutations à très mauvais contact, il se présente des variantes dont quelques-unes sont rassemblées dans la figure 88, correspondant à une forte self-induction et à des conditions analogues au cliché 175 de la figure 75 : le cliché 232 donne la tension A entre lame et



Même balai QS_4 —; vit. 415 t/m ; $R = 167 \text{ m}\Omega$; $L = 515 \text{ }\mu\text{H}$.

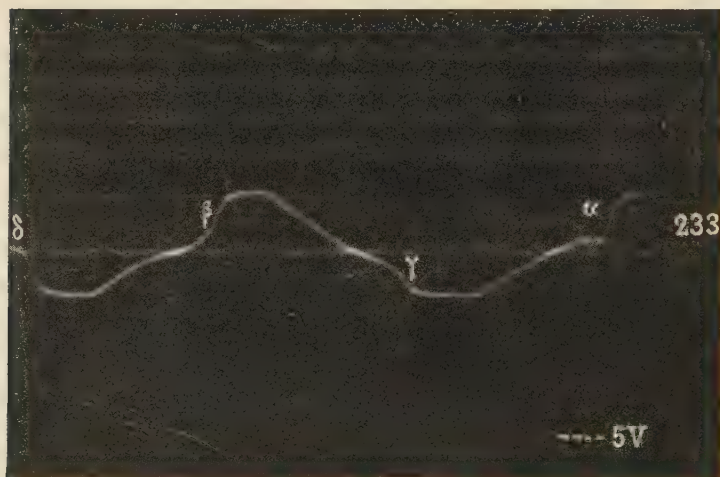
FIG. 87. — Prise simultanée de plusieurs courbes successives.

balai, et le cliché 233 la tension entre les deux lames. En α , la tension de contact diminue pendant la dernière partie de la commutation et il en résulte une coupure très importante, avec une pointe de tension de près de 7 volts; en β , la tension de contact s'élève au contraire notablement avant la coupure; cette coupure présente une pointe de tension un peu plus faible, mais surtout porte sur un courant beaucoup plus petit. Il

paraît même étonnant *a priori* qu'il y ait si peu de différence entre les pointes de tension α et β , alors que les courants coupés sont si différents : mais on remarque bien vite que les branches de la courbe de tension, plus écartées en α , dénotent une coupure plus lente, ce qui explique que la tension ne soit pas très différente dans les deux cas.



Tension entre la bague A et le balai.



Tension entre lames.

Balai QS_4 —; $5,5 \times 18,5 \text{ mm}^2$; pr. 350 g/cm^2 ; vit. 525 t/m ; $2 J = 6,15 \text{ A}$; $R = 245 \text{ m}\Omega$; $L = 1340 \mu\text{H}$. Petites étincelles sur toute la largeur du balai.

FIG. 88.

Comme nous le verrons plus tard, ces coupures allongées se présentent spécialement dans le balai QS_4 négatif, dues vraisemblablement à la composition chimique de ces charbons; elles sont, à notre avis, la cause la plus importante de l'amélioration, expérimentalement constatée par beaucoup d'ingénieurs, des commutations médiocres par l'emploi de ces balais.

En γ , la coupure est peu importante, par suite de la nature du contact, et δ est à peu près identique à α .

7° COMMUTATION A VITESSE PÉRIPHÉRIQUE NORMALE

Dans tous les essais précédents, la vitesse a été maintenue aux environs de 500 t/m, ce qui conduit à une durée de commutation T d'environ 7 ms ; d'autre part, les constantes de temps τ utilisées ont varié (voir fig. 74 et 75) depuis 0 jusqu'à 5,5 ms.

Si on compare avec ce qui se passe dans la dynamo courante, particulièrement dans la dynamo de petite puissance, on trouve dans ce dernier cas des durées T et des constantes τ de l'ordre de grandeur du millièmè de seconde. La valeur de la constante de temps τ d'une section de dynamo dépend d'ailleurs de la façon dont on définit la self-induction d'une section et dont on la calcule, ce qui varie avec les auteurs ; nous montrerons d'ailleurs plus loin que nous avons de fortes raisons d'estimer que la méthode usuelle est sujette à caution. En tout cas, en calculant à la façon habituelle, on trouve que couramment τ est du même ordre de grandeur que T , souvent compris entre T et $2T$.

Pour se rendre compte de la façon dont on peut passer des courbes citées plus haut au cas de la dynamo, il faut remarquer principalement les propriétés suivantes, qui se dégagent de ce que nous avons vu jusqu'ici :

La portion initiale de la courbe de courant dépend surtout de la constante de temps τ , qui règle la loi de décroissance du courant dans la section, quand l'action de la résistance de contact est considérée comme peu importante.

Le rapport de la constante de temps à la durée de commutation $\frac{\tau}{T}$ règle la valeur du courant restant à commuter, quand arrive la coupure finale, sauf la modification introduite par les d. d. p. de contact qui agissent surtout dans la dernière portion du temps T .

La variation de courant effectuée sous l'action des d. d. p. de contact est éminemment différente suivant la nature du contact ; elle est toutefois d'autant plus faible que la résistance de la section et la densité moyenne de courant sont plus fortes.

La figure 89 met nettement en évidence le rôle de la durée de commutation : dans les deux clichés, la constante de temps est la même, soit $\tau = 5,5$ ms, le courant total est 3,6 A, pour environ 1 cm² de balai (densité normale d'après le fournisseur du balai), mais la vitesse est sensible-

208 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
ment double dans le cliché 237. Les durées T sont exactement :

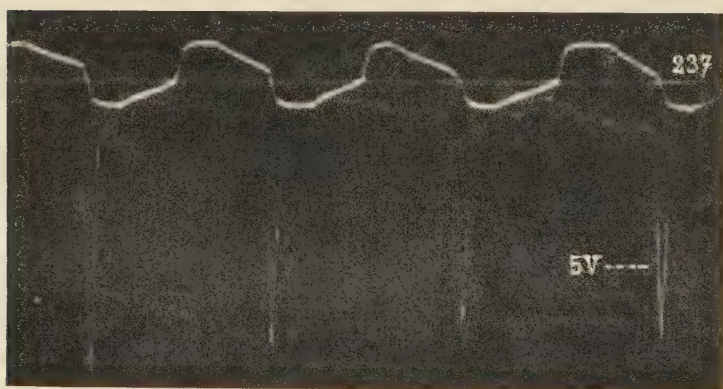
$$\text{Cliché 236 : } T = \frac{18,5 - 0,7}{23,4} \frac{60\,000}{12 \times 530} = 216 \cdot \frac{17,8}{530} = 7,25 \text{ ms.}$$

$$\text{Cliché 237 : } T = 216 \cdot \frac{17,8}{1\,040} = 3,70 \text{ ms.}$$

Pour le cliché 237, le rapport $\frac{\tau}{T}$ est ainsi environ 1,5, c'est-à-dire égal à la valeur courante dans les dynamos.



Vit. 530 t/m. Petites étincelles (1/2 à 1).



Vit. 1040 t/m. Petites étincelles (1).

Même balai QS_4 —; sous mêmes conditions, sauf $2 J = 3,6 \text{ A}$.
Balai sali de poussière de cuivre.

FIG. 89. — Rôle de la durée de commutation.

On a constaté que les étincelles (cotées 1) étaient sensiblement les mêmes dans les deux expériences faites consécutivement, quoique légèrement plus fortes dans le cas de la plus grande vitesse, la différence étant presque inappréciable.

L'observation des deux clichés explique cette constatation. On voit, en effet, que les pointes de tension sont peu différentes dans les deux cas, en tenant compte de l'échelle : le courant coupé brusquement est seulement un peu plus grand, mais la coupure n'est pas deux fois plus rapide.

La portion initiale de la courbe de courant commuté est analogue dans les deux cas, mais la durée étant deux fois plus courte dans le cliché 237, la coupure commence au milieu de la descente exponentielle du cliché 236. Les arrondis dus aux d. d. p. de contact sont inégaux dans les diverses commutations, mais peu importants en général : plus ils sont marqués, plus sont faibles le courant coupé et la pointe de tension.

On voit très bien sur le cliché 237 la montée de la tension de contact entre la lame avant et le balai pendant la commutation, et le changement brusque de direction et d'épaisseur du trait marque la valeur de cette tension à l'instant de la coupure, qui oscille entre 1,2 et 1,5 volt aux diverses coupures ; on constate en même temps le peu d'importance du rôle joué par la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ des tensions de contact sous les deux lames, puisque le point de coupure se présente, sur la courbe de courant, presque anguleux, avec un arrondi inappréciable.

On pourrait objecter que cet essai est encore loin des conditions industrielles. Or, nous avons relevé dans deux petites dynamos à tension élevée, dans lesquelles l'emploi du balai QS_4 est tout indiqué, les conditions suivantes (partie par le calcul, partie par l'expérience) :

1° Génératrice 550 V ; 6,5 A ; 1650 t/m :

$$T = 1,15 \text{ ms} ; \quad \mathcal{L} = 167 \mu\text{H} ; \quad R = 220 \text{ m}\Omega ; \quad \tau = 0,876 \text{ ms}.$$

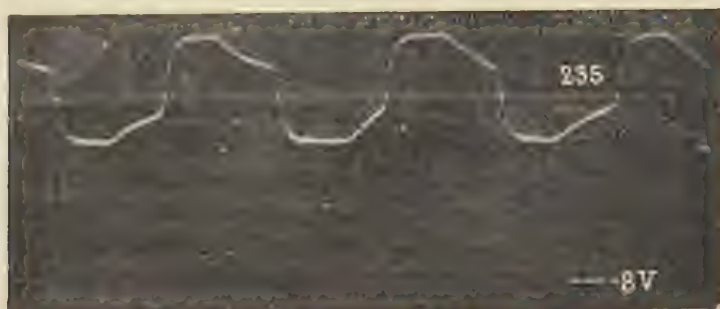
2° Génératrice 550 V ; 3,3 A ; 2100 t/m :

$$T = 1,22 \text{ ms} ; \quad \mathcal{L} = 477 \mu\text{H} ; \quad R = 570 \text{ m}\Omega ; \quad \tau = 0,84 \text{ ms}.$$

Dans la seconde, le courant est à peu près le même que dans notre essai, le balai a une section de 2 cm^2 , et la résistance est plus que double de la nôtre ; dans la première, le courant est double et la résistance sensiblement la même, pour une section de balai également 2 cm^2 : le rapport de la résistance de la section à la résistance de contact sera donc quadruple pour la première dynamo, et double pour la seconde, de ce qu'il est dans notre essai, et par suite nous pouvons dire que dans ces dynamos l'action de la résistance de contact sera absolument insignifiante, encore plus que dans notre essai.

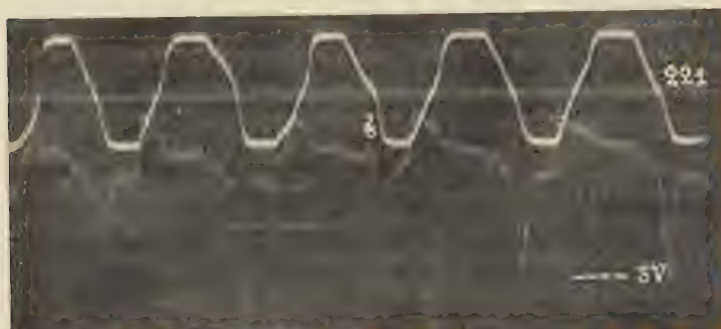
Il est vrai que nous avons adopté une self-induction plus grande, mais comme la vitesse est moindre, la f. é. m. en jeu est équivalente si, pour une même résistance, le rapport $\frac{\tau}{T}$ reste le même. Or le rapport $\frac{\tau}{T}$ est

240 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
 0,75 environ pour le clihé 236 et 1,5 pour le clihé 237, avec les tensions
 de réactance 0,63 et 1,30 volt.

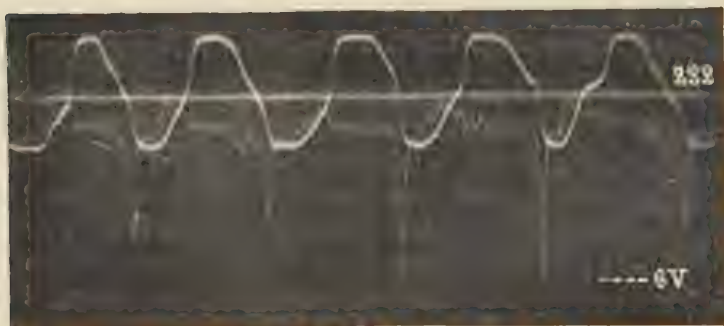


Même balai QS_4 —, sous mêmes conditions, sauf vit : 1010 t/m. É incelles considérables (G).

FIG. 90.



Vit. 1000 t/m.



Vit. 1430 t/m. Grosses trepidations.

Même balai QS_4 —; pr. 300 g/cm²; 2 J = 6,2 A; R = 167 mΩ; L = 515 μH. Petites étincelles.

FIG. 91.

Comme conclusion, il semble bien démontré que la résistance de contact proprement dite joue un rôle bien faible dans la commutation sous

les balais QS_4 négatifs et que la tension de réactance ne constitue pas un critérium intéressant. Cette tension de réactance est proportionnelle à la vitesse, et la vitesse ne commence à influencer notablement la commutation que lorsque la durée de commutation devient très courte par rapport à la constante de temps.

Le cliché 235 de la figure 90 correspond au cliché 175 de la figure 75, avec vitesse sensiblement doublée : les étincelles obtenues y sont un peu plus importantes (cotées 6 au lieu de 4), mais cela tient en grande partie à ce que l'équilibrage du courant dans les deux dérivationes n'a pas été fait avec soin et que le courant à commuter est plus grand pour la dérivation à courbe descendante. Il est à remarquer d'ailleurs que la propriété déjà signalée du balai QS_4 d'allonger la coupure se fait sentir ici d'une façon importante : bien que le courant coupé soit notablement plus grand, la tension de pointe est sensiblement la même, plutôt un peu plus faible (10 V au lieu de 11,5 V dans le cliché 175), et malgré l'augmentation de vitesse, le temps de la coupure est resté au moins aussi grand.

Cette propriété particulière au balai QS_4 — est précieuse dans les commutations médiocres.

La figure 91 est prise, avec petites étincelles et contacts médiocres, dans les mêmes conditions que le cliché type 172 de la figure 74, mais avec des vitesses respectives de 1 000 et 1 430 t/m; les trépidations se font déjà sentir légèrement dans le cliché 221, qui malgré tout montre une assez grande constance de la tension à la coupure; elles sont très importantes dans le cliché 222, moins régulier.

8° MESURES DE TENSIONS DE CONTACT

Comme nous l'avons expliqué plus haut, l'ordonnée du palier de la courbe de tension correspondant au passage de la lame sous le balai entre deux commutations donne une mesure de la différence de potentiel de contact pour une densité connue (quand le contact du balai est bon, ce qui est difficile à réaliser).

Nous avons ainsi relevé trois tableaux de ϵ en fonction de j_m , l'un au début, les deux autres au milieu des essais sur le charbon QS_4 —, ces deux derniers à quelques minutes d'intervalle après réglage intermédiaire du balai.

Nous donnons ci-dessous ces trois tableaux :

TABLEAU I
(pression 330 g/cm²)

j_m	ϵ
1,24 A/cm ²	0,44 V
3,70	0,56
6	0,72
10,80	0,96
15,50	1,06

TABLEAU II
(pression 280 g/cm²)

j_m	ϵ
0,80 A/cm ²	0,43 V
1,60	0,53
3,60	0,80
6,25	0,86
9,14	0,99
13	1,27

TABLEAU III
(pression 280 g/cm²)

j_m	ϵ
2 A/cm ²	0,53 V
3,95	0,62
6,20	0,70
9,20	0,82
14,90	0,98

Ces tableaux assez différents montrent combien est variable la valeur ϵ d'un essai à l'autre, *d'une lame à l'autre*; toutefois les deux tableaux extrêmes coïncident assez bien, et montrent que la d. d. au balai QS₁—, pour une densité normale de 3 à 4 A/cm² est d'environ 0,6 V, c'est-à-dire notablement plus petite que l'idée qu'on s'en fait généralement.

RÉSUMÉ DES RÉSULTATS ACQUIS

Ce chapitre, entièrement consacré à l'étude du balai QS₁ négatif (ou anode), a permis d'établir définitivement la façon dont se fait la commutation, sous des pressions et des densités de courant normales, pour des self-inductions croissantes de la section.

L'action de la résistance de contact est très peu importante : la tension de contact ne peut compenser la f. é. m. due à la self-induction que quand cette dernière est très faible.

La tension limite de contact entre la lame et le balai est rapidement atteinte (1,1 à 1,4 V), et la commutation se termine par une étincelle de coupure.

Tant que la puissance moyenne mise en jeu reste petite, l'étincelle est à peine visible et ne semble pas avoir d'action nocive importante sur le collecteur. Cette limite se tient aux environs de 5 watts par centimètre de longueur axiale de balai. L'action particulièrement favorable du charbon, comparativement aux balais métalliques, paraît résider non pas tant dans une résistance de contact plus élevée que dans la façon dont il étouffe l'étincelle de coupure, lorsque la puissance consommée dans cette étincelle ne dépasse pas certaines limites.

Nous verrons dans le chapitre suivant que les phénomènes se passent de la même façon pour l'autre polarité du balai QS₁ et pour d'autres types de balais, Z et GS; la valeur de la puissance moyenne admissible dans l'étincelle est seulement un peu variable d'une espèce à l'autre.

Si on augmente la self-induction de la section, et par suite la puis-

sance perdue dans l'étincelle, cette dernière s'allonge et se continue entre les deux lames de collecteur qui terminent la section ; elle devient alors très lumineuse et plus nocive pour le collecteur.

Cette propriété est particulière au balai QS, —, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, elle ne se présente pour aucun des autres balais que nous avons étudiés.

Enfin les essais de commutation, avec f. é. m. auxiliaire, ont confirmé les résultats obtenus pour les balais métalliques, au chapitre précédent : la f. é. m. auxiliaire peut s'écarter notablement de la valeur théoriquement désirable, sans que le courant de court-circuit en soit très affecté, et la commutation est satisfaisante quand cette f. é. m. auxiliaire a une valeur moyenne convenable.

CHAPITRE VII

COMMUTATION SOUS LES BALAIS DE CHARBON (fin)

1° BALAI $QS_4 +$

Le chapitre précédent a été consacré au balai QS_4 négatif ou anode ; nous allons maintenant étudier le même balai, utilisé comme balai positif ou cathode, et montrer que, si l'action de la polarité ne se fait guère sentir dans la commutation parfaite, il n'en est plus de même dès qu'apparaissent les étincelles : au lieu de s'allonger et de s'établir entre lames, les étincelles rentrent sous le balai, quand il est employé comme cathode.

La figure 92 montre une série de commutations, sous le balai QS_4 positif, à vitesse croissante.

Le cliché 238 (fig. 92 a) est un cliché de référence, sur self-induction

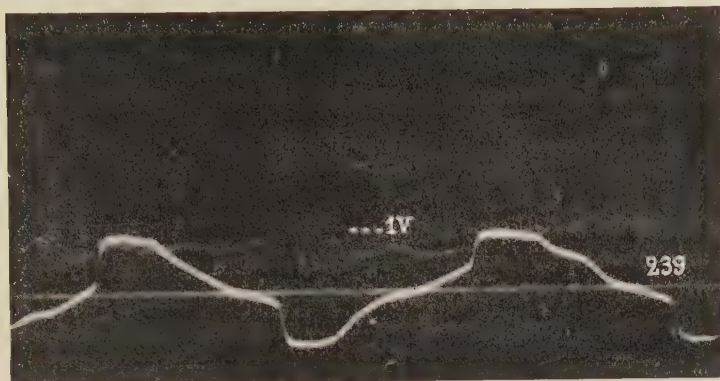


Balai $QS_4 +$; $5,5 \times 20 \text{ mm}^2$; pr. 320 g/cm^2 ; bob. 6 A ; vit. 490 t/m ; $2 J = 6,2 \text{ A}$; $R = 197 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 35 \text{ }\mu\text{H}$ (négligeable). Pas d'étincelles.

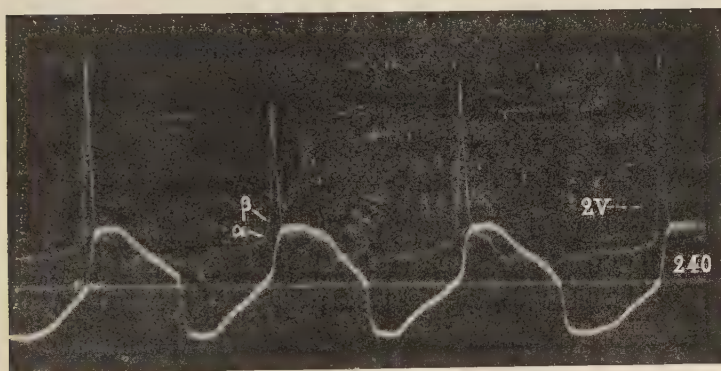
FIG. 92 a. — Cliché de référence (sans self).

négligeable : les courbes en sont régulières et symétriques. La d. d. p. de contact mesurée sur le palier de la courbe de tension est de $0,6 \text{ volt}$, c'est-à-dire sensiblement égale à celle qui avait été relevée à l'essai analogue en négatif (p. 175) et inférieure à celle que donnent les tableaux de la page 212 pour le même charbon, utilisé comme balai négatif ou anode : l'écart est d'ailleurs faible, étant donné l'irrégularité de cette valeur d'un exemple à l'autre.

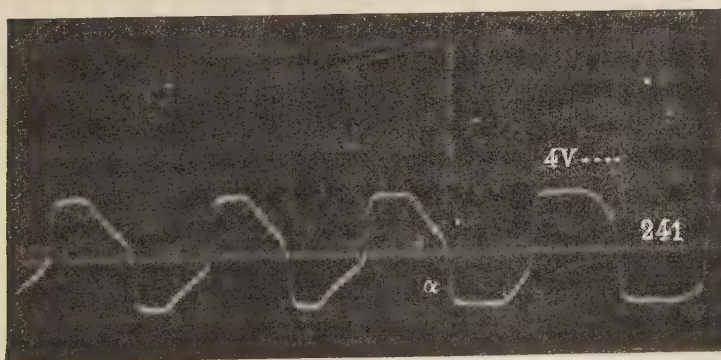
Le cliché 239 (*fig. 92 b*) correspond au même cas sensiblement que le



Vit. 525 t/m. Petites étincelles (1).



Vit 1050 t/m. Étincelles régulières (2 à 3).



Vit. 1435 t/m. Étincelles d'abord importantes (4), tombant à (1) en rentrant sous le balai.
Balai $QS_4 +$; $5,5 \times 20 \text{ mm}^2$; pr. 320 g/cm^2 ; bob. 6 A ; $2J = 6,2 \text{ A}$; $R = 167 \text{ m}\Omega$; $L = 515 \mu\text{H}$.

FIG. 92 b. — Essai à vitesse croissante.

cliché 172 de la figure 74, pour le balai négatif : les deux clichés ne dif-

férent pas beaucoup, quoique cependant les pointes de tension et les courants coupés soient un peu plus faibles sous le balai positif, où d'ailleurs la vitesse est également un peu plus faible et la durée T un peu plus grande.

A côté de $T = 7,15$ ms pour le balai négatif (172), on a ici :

$$T = 216 \frac{19,3}{525} = 7,95 \text{ ms}$$

soit une durée de 11 0/0 plus grande.

Pour une commutation normale, à petites étincelles, on ne constate donc aucune différence notable entre les deux polarités.

Mais, dès que les conditions deviennent plus mauvaises, la différence apparaît.

Le cliché 240 de la figure 92 *b* est en effet comparable au cliché 221 de la figure 91, pour balai négatif : les durées T sont sensiblement les mêmes, la vitesse un peu plus grande (1 050 t/m au lieu de 1 000) pour le balai + étant compensée par une longueur périphérique plus grande (20 mm au lieu de 18,5 mm).

Alors que la tension de pointe est d'environ 3 V et les étincelles petites et cotées (1) pour le balai —, cette tension atteint 6 V, avec étincelles notables (2) et (3), pour le balai +.

La différence s'accroît encore entre le cliché 241 (*fig. 92 b*), pris à 1 435 t/m et le cliché comparable 222 pris à la même vitesse. Sous le balai positif les étincelles sont considérables ; mais il se produit alors un phénomène spécial, qui n'existe pas pour les balais négatifs : *l'étincelle diminue rapidement d'importance, en apparence du moins, et rentre sous le balai.*

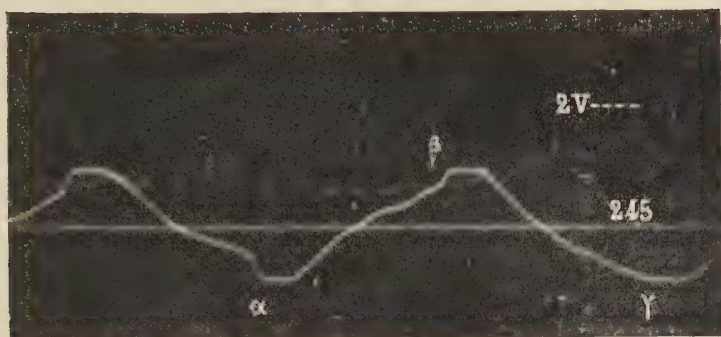
Les balais négatifs et positifs, qui se comportaient sensiblement de la même façon pour des commutations convenables, conduisent à des phénomènes absolument différents, dès que les étincelles deviennent notables :

Dans le charbon QS₁, employé comme négatif, la coupure s'allonge et se continue entre lames, les étincelles devenant blanches et éclatantes ;

Dans le charbon QS₁, employé comme positif, la coupure reste courte, les étincelles se dissimulent sous le balai, qui se pique en même temps que le collecteur.

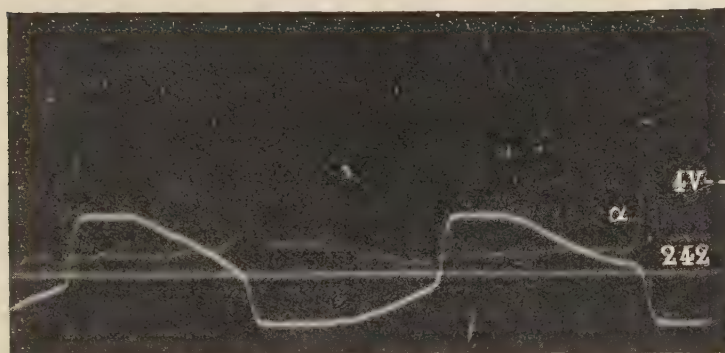
C'est ce qui se passe dans le cliché 242 de la figure 93, analogue au cliché 175 de la figure 75 ; les étincelles, cotées (4) au début, retombent rapidement à la valeur (1).

Nous allons étudier de plus près ce phénomène de rentrée des étincelles sous le balai, mais auparavant nous donnons encore, dans la figure 94, le cliché 245, pris dans les mêmes conditions que l'oscillo-



$R = 245 \text{ m}\Omega$; $L = 1340 \text{ }\mu\text{H}$; vit. 495 t/m. Étincelles d'abord importantes (4), s'abaissant ensuite à (1).

FIG. 93.



$R = 167 \text{ m}\Omega$; $L = 515 \text{ }\mu\text{H}$; vit. 480 t/m. Pas d'étincelles; contacts mauvais et irréguliers.

FIG. 94.



$R = 245 \text{ m}\Omega$; $L = 1340 \text{ }\mu\text{H}$. Commutation lente : 110 t/m. Petites étincelles.

FIG. 93, 94 et 95. — Balai QS_4+ ; $5,5 \times 20 \text{ mm}^2$; $p. 320 \text{ g/cm}^2$; $2J = 6,2 \text{ A}$.

FIG. 95.

gramme 239 de la figure 92, avec des contacts mauvais : la commutation α y est presque normale ; la commutation β , par suite de contacts médiocres, se termine par une coupure à peine appréciable, et la commutation γ , par suite de très mauvais contacts, a une allure presque exactement linéaire. Il n'y a pas d'étincelles, mais le régime n'est pas stable et, quand le balai a fonctionné quelques minutes, les commutations du genre γ disparaissent, les coupures franches apparaissent et en même temps les étincelles.

Les coupures lentes amassées dans le cliché 244 de la figure 95 font voir nettement, par comparaison avec le cliché 219 relatif au balai —, que la coupure est plus rapide sous les balais positifs et qu'il n'y existe pas d'arrondi appréciable, équivalent au prolongement de la coupure dans les balais négatifs.

Tension de coupure. — On retrouve nettement, sur les clichés 239 et 240 de la figure 92, la loi relative à la limite de tension de contact avant coupure ; cette valeur, que nous avons appelée tension de coupure, est de 1,1 à 1,2 V dans le cliché 239. Dans le cliché 240, elle oscille entre 1,2 et 1,6 volt (*grosso modo*), suivant qu'il existe ou non un tronçon $\alpha\beta$ de courbure intermédiaire entre la montée lente normale de tension, en fin de commutation, et la montée brusque correspondant à l'étincelle.

Il est difficile d'être fixé sur la nature exacte du contact pendant ce laps de temps, qui se rapporte à la préparation de l'étincelle et qui reste l'élément le plus irrégulier dans les diverses commutations. Dans le cliché 241, il se présente sous une forme assez régulière, avec courbure plus accentuée que dans le cliché 240.

A notre avis, il importe peu que la limite de tension avant coupure oscille entre 1,1 V et 1,6 V par suite d'irrégularités ; cela ne nous empêche pas d'énoncer ce fait, auquel nous attachons une importance particulière, que la tension de contact ou de passage se limite à une valeur toujours très faible (< 2 V) pour les densités les plus importantes, théoriquement même infinies, et que par suite la commutation médiocre se termine par une vraie coupure en dehors de tout contact et non par une modification plus ou moins mystérieuse de ce contact.

Cette zone, souvent indécise, comprise entre le contact et l'étincelle franche, se trouvera être très variable dans les balais positifs, dès que commence la rentrée de l'étincelle sous le balai, comme nous allons le voir dans ce qui suit.

Énergie mise en jeu dans l'étincelle. — Prenons d'abord le cas du cliché 239 de la figure 92, qui correspond à de petites étincelles qu'on peut considérer comme une limite extrême admissible ; comme nous

l'avons déjà fait remarquer, ce cliché diffère peu de son homologue 172 pour balai QS₄ —.

Prenons seulement la dépense dans l'étincelle, d'après la formule de la page 192,

$$\frac{B}{t_0} = i_0 \frac{\varepsilon_p + 2\varepsilon_0}{6};$$

on a ici :

$$i_0 = 1,9 \text{ A}; \quad \varepsilon_0 = 1 \text{ V}; \quad \varepsilon_p = 4,2 \text{ V};$$

on en tire :

$$\frac{B}{t_0} = 1,9 \cdot \frac{4,2 + 2}{6} = 1,96 \text{ watt} \simeq 2 \text{ W};$$

soit 2 W pour un balai de 5,5 mm; c'est un peu plus de la moitié de la valeur trouvée pour le cliché homologue 172 (3,52 W).

Il semble se dégager de ce fait que la limite de la puissance admissible dans la petite étincelle ait tendance à être un peu plus faible dans le balai positif, et que cette limite oscille entre 4 et 6 W par cm de balai.

Dans le cliché 241 de la même figure, on a sensiblement en moyenne (commutation α) :

$$i_0 = 3,8 \text{ A}; \quad \varepsilon_0 = 1,5 \text{ V}; \quad \varepsilon_p = 8 \text{ V},$$

d'où

$$\frac{B}{t_0} = 3,8 \cdot \frac{8 + 3}{6} = 7 \text{ W};$$

dans le cliché 242 (commutation α), homologue du cliché 173,

$$i_0 = 3,4 \text{ A}; \quad \varepsilon_0 = 1,5 \text{ V}; \quad \varepsilon_p = 11,5 \text{ V},$$

d'où :

$$\frac{B}{t_0} = 3,4 \cdot \frac{11,5 + 3}{6} = 8,2 \text{ W}.$$

Cette valeur n'est pas très différente de la dépense constatée au cliché 175 pendant le passage de l'isolant, soit 11,8 W, et d'ailleurs l'étincelle présentait au début la même importance approximative que celle du balai négatif; seulement, elle rentre sous le balai et devient moins visible par la suite.

Si on compare les énergies mises en jeu au lieu des puissances, l'énergie est beaucoup plus importante dans l'étincelle du balai négatif, puisqu'elle correspond à une puissance déjà plus grande et de plus à une durée plus longue

Rentrée des étincelles sous un charbon $QS_1 +$. Nous avons signalé ce phénomène : sous un balai $QS_1 +$, quand la commutation est mauvaise, les étincelles, considérables d'abord, diminuent rapidement d'importance et redeviennent très petites. Mais, si on place l'œil dans le plan tangent au collecteur, suivant l'arête de sortie du balai, on s'aperçoit immédiatement que les étincelles sont restées très fortes, mais ont tout simplement pénétré plus ou moins profondément sous le balai. A l'arrêt, on constate, d'une part, que le charbon a pris un aspect noir mat (comme s'il était recouvert de noir de fumée) sur toute sa largeur et sur un développement périphérique, à partir de l'arête de sortie, variable depuis une fraction de millimètre jusqu'à plusieurs millimètres, suivant les cas, et d'autre part, que les lames du collecteur sont piquées sur une surface sensiblement correspondante à la zone mate du balai, mais d'une façon moins régulière.

Pour des étincelles assez fortes, mais sous des self-inductions, vitesses et densités raisonnables, la zone mate du bloc se borne généralement à une fraction de millimètre d'épaisseur périphérique, suffisant à dissimuler l'étincelle pour un œil non exactement placé dans le plan tangent dont il a été parlé ci-dessus ; mais, si l'on exagère un peu les conditions de fonctionnement, la zone mate s'étend de plus en plus en arrière, et nous avons pu obtenir, comme il sera montré plus tard, une étendue de 7 mm pour cette zone, soit plus du tiers du développement du bloc, qui se tient généralement, dans nos essais, aux environs de 20 mm.

Nous avons cherché à nous rendre compte des conditions de fonctionnement du collecteur et du balai ainsi piqués, et nous nous les expliquons comme il va être développé ci-dessous, avec expériences à l'appui.

D'une part, il semble que le contact entre *la zone mate du balai et le collecteur non piqué soit au moins aussi bon qu'entre un balai bien rodé et un collecteur bien lisse* ; en mesurant la différence de potentiel de contact entre une lamelle de laiton appuyée avec la même pression, tantôt sur la zone mate et tantôt sur la zone lisse du bloc, nous avons trouvé, pour un courant allant du charbon au laiton, la même valeur dans les deux zones, et pour le courant allant du laiton au charbon (cas d'un balai $+$ ou cathode), une valeur plus faible dans la zone mate, avec une différence appréciable.

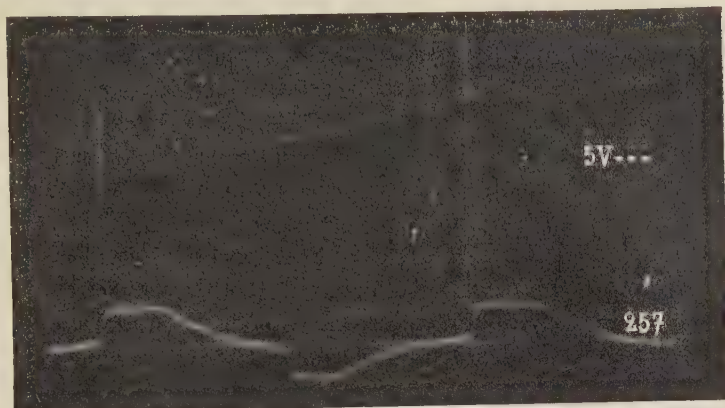
Effort d'appui 250 g, pour surface de contact 25 mm²; balai cathode.

Zone lisse : courant 2,7 A ; d. d. p. 0,50 V

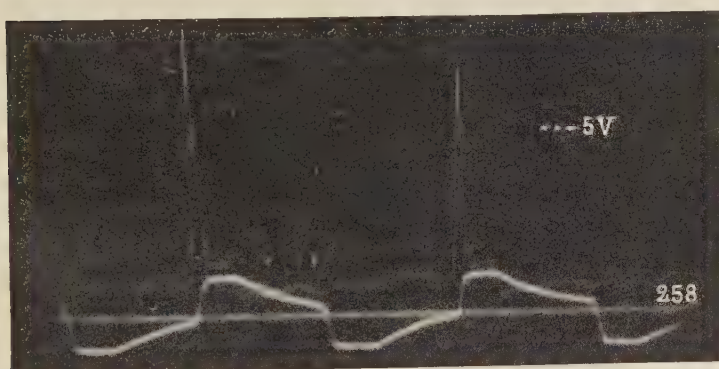
Zone mate : courant 2,9 A ; d. d. p. 0,38 V.

Il serait imprudent de conclure de cet essai, forcément grossier, que la résistance de contact est moindre sous la zone mate que dans le reste du balai, en tout cas, il est certain qu'elle n'est pas plus grande.

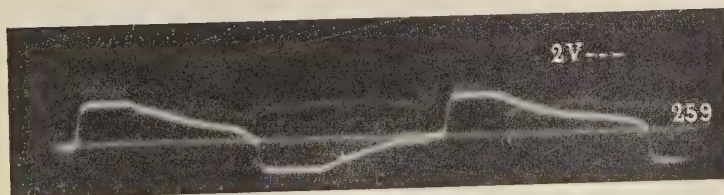
D'autre part, entre le *collecteur piqué* et le *charbon lisse*, la *résistance de contact* semble être nettement *augmentée*, et enfin entre le *collecteur*



Vit. 450 t/m; balai non encore noirci. Étincelles 1 à 2.



Vit. 850 t/m. Étincelles rentrant sous le balai.



Vit 450 t/m; balai noirci sur 0,2 mm. Étincelles sous le balai.
Balai QS₄ +; 5,5 × 20 mm²; pr. 320 g/cm²; 2J = 4 A; R = 245 mΩ; L = 1340 μH.
(Collecteur légèrement piqué à l'arête de coupure).

FIG. 96.

piqué et le *charbon mat*, tout se passe sensiblement comme *s'il y avait absence de contact*, ou tout au moins *résistance considérable*.

Dans la figure 96, la densité de courant est normale, et la self-induc-

tion importante, 1 340 μ H, valeur qui a été fréquemment utilisée; le balai, rodé soigneusement, a été placé sur une partie du collecteur déjà légèrement piquée aux arêtes de coupure par des essais antérieurs, et portant la coloration brune générale signalée dans un précédent chapitre.

Le cliché 257 est pris avec une vitesse faible et des étincelles déjà notables (1) à (2), la pointe de tension est grande, 8 à 9 volts, et la coupure est courte; au cliché 258, pris à vitesse plus grande, 850 t/m, les étincelles commencent à rentrer sous le balai, la pointe de tension ayant plutôt légèrement diminué; elles sont complètement en dessous au cliché 259, ramené à la vitesse 480 t/m, et dans lequel on a donné seulement la partie de la courbe de tension voisine de l'axe des temps.

Dans ces trois clichés, on remarque que la tension varie peu entre lame et balai pendant la commutation, surtout dans les deux derniers, à l'exception d'un très court arrondi et de la pointe finale: ce qui prouve que la tension de contact y varie assez peu avec les densités de courant en jeu.

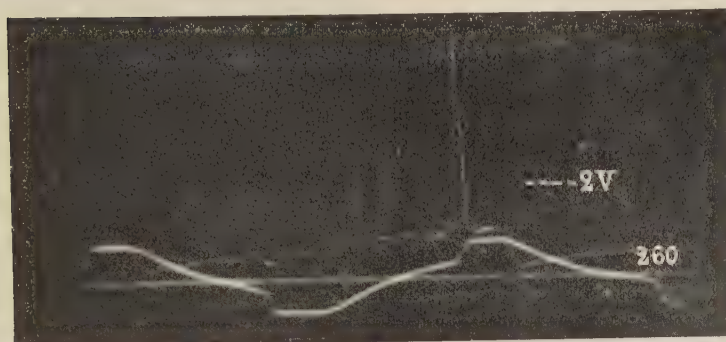
Dans la figure 97, on a maintenu la vitesse constante, à la valeur 550 t/m, mais on a fait varier le courant, pour provoquer des étincelles plus importantes: le courant total est 3,9 A dans le cliché 260 et 9,7 A dans les clichés 261 et 262, le cliché 261 étant pris pendant la production de grosses étincelles extérieures, tandis qu'au cliché 262 ces étincelles sont déjà rentrées sous le balai.

La tension de pointe atteint et dépasse 13 volts, pour les étincelles du cliché 261; elle est peu différente dans le cliché 262, où elle n'est pas donnée sur la figure.

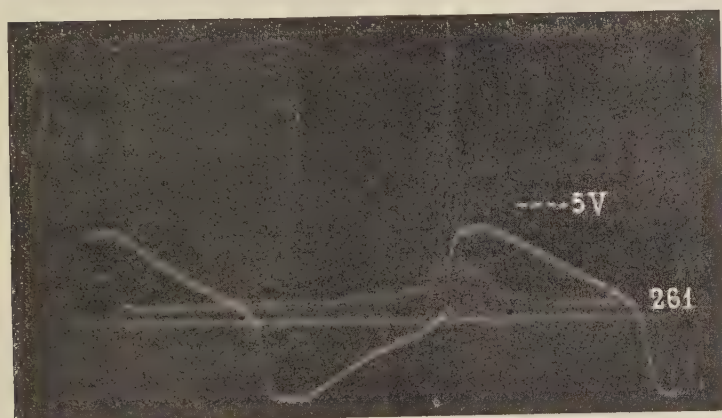
On remarque sur cette figure que la tension entre la lame avant et le balai suit une montée progressive normale, à l'encontre de ce qui se passait dans la figure 96: peut-être ce fait est-il dû à ce que le collecteur était piqué sur une longueur plus grande que le balai, qui n'était guère noirci que sur un demi-millimètre. D'autre part, les coupures sont toujours très brusques et l'arrondi final de courant à peine perceptible, contrairement à ce qui se passe sous les balais négatifs.

Les clichés 263 et 264 de la figure 98 montrent nettement le raccourcissement de la commutation, avec un balai devenu mat sur un développement de 7 mm (plus du tiers du balai): la montée de la courbe de tension y est régulière, surtout sur le cliché 264.

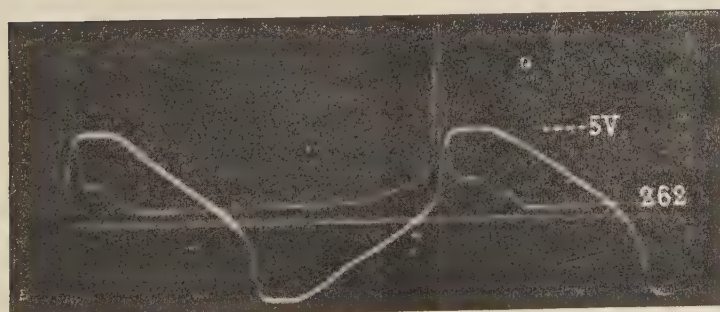
La figure 99, correspondant à un balai rodé à neuf, mais calé sur la même place du collecteur, avec lames piquées sur 7 ou 8 mm de distance à partir de l'arête de coupure, met en évidence l'augmentation, d'abord brusque, de la tension de contact en regard de la partie piquée des lames, dans le cliché 265, puis progressive et atténuée dans le cliché 267, pris



$2J = 3,9A$. Petites étincelles (1).

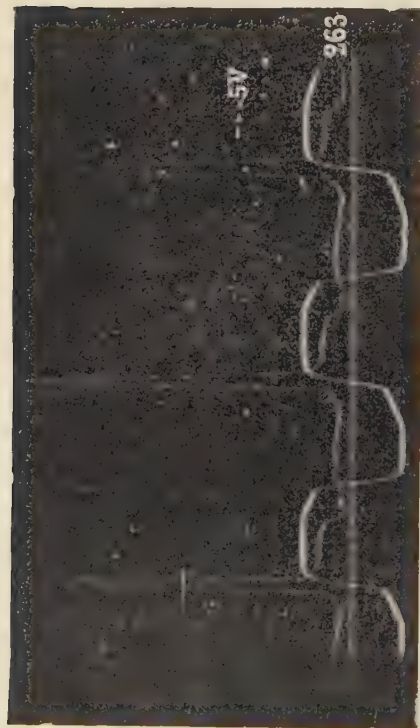


$2J = 9,7A$. Étincelles considérables (6).



$2J = 9,7A$. Étincelles rentrées sous le balai, noirci sur 0,5 mm.
Balai $QS_4 +$; $5,5 \times 20 \text{ mm}^2$; pr. 320 g/cm^2 ; vit. $5501/\text{m}$; $R = 245 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{E} = 1340 \mu\text{H}$.
(Collecteur piqué à l'arête de coupure).

FIG. 97.



Vit. 1100 t/m.

$2J = 5,6 A$



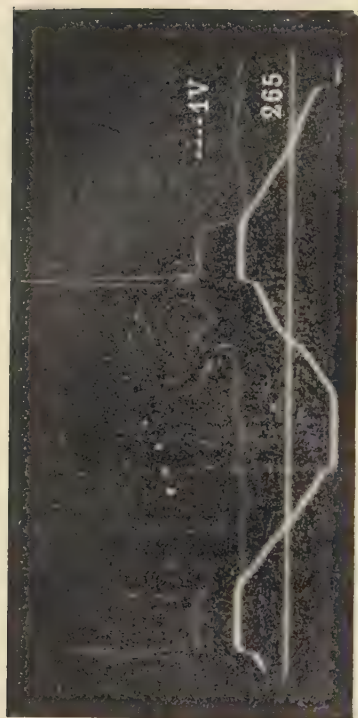
Vit. 610 t/m.

Pr. 320 g/cm²; $2J = 5,8 A$; $R = 205 m\Omega$; $\xi = 1340 \mu H$.
Étincelles sous le balai, à peine visibles à l'extérieur.

Même balai QS₄ +, fortement noirci sur 7 mm. (Collecteur piqué sur la même longueur).

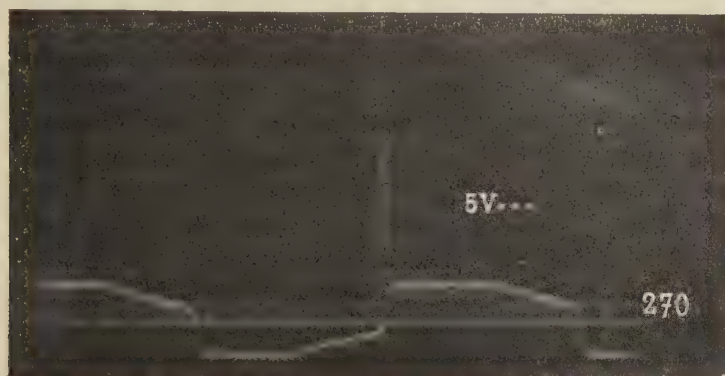
Après réglage, avec contact plus régulier. $2J = 6,5 A$.

$R = 167 m\Omega$; $\xi = 515 \mu H$; vit. 500 t/m. Pas d'étincelles visibles.



après quelque temps de fonctionnement et réglage soigné du contact, dans les deux cas, sans étincelles.

Le cliché 270 (fig. 100) se rapporte à une série d'essais du même genre, la commutation étant nettement raccourcie, et le balai mat sur 5 mm de longueur environ.



Balai $QS_4 +$, noirci sur 5 mm ; collecteur piqué des essais précédents.
 $2J = 4 \text{ A}$; $R = 245 \text{ m}\Omega$; $L = 1340 \text{ }\mu\text{H}$; vit. 550 t/m.

FIG. 100. — Commutation raccourcie : étincelles rentrées sous le balai.

Nous donnons dans la figure 101 l'aspect de la surface frottante d'un bloc QS_4 (conservé depuis lors et photographié en *b*, dans la figure 42, Pl. XV), après fortes étincelles rentrées, obtenues par le fonctionnement sous les conditions, $2J = 12 \text{ A}$, vit. 1420 t/m, $L = 1340 \text{ }\mu\text{H}$; le bloc se divise en quatre zones séparées par des génératrices très nettes du cylindre : une première zone noir mat, une zone en forme de raie étroite d'aspect très clair et très lisse, une zone lisse de couleur foncée et le reste du balai avec l'aspect ordinaire



FIG. 101. — Balai $QS_4 +$ après fortes étincelles.

d'un balai bien rodé ayant fonctionné un certain temps. La délimitation est surtout nette entre la zone mate et la raie étroite et brillante.

Il nous semble probable que la commutation s'effectue, sous

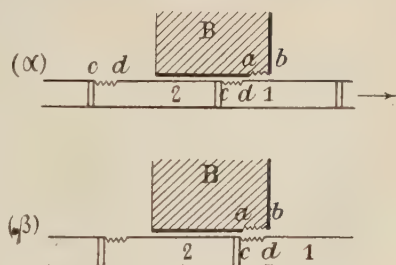


FIG. 102. — Contact entre collecteur piqué et balai mat.

un balai dans cet état, de la façon suivante :

Considérons que la position du collecteur et du balai représentée par la figure 102 α , correspond sensiblement au milieu de la durée théorique de la commutation.

Dans la lame 1 en avance, le courant passe au charbon à travers trois types de surfaces de contact : ab , bloc mat et collecteur lisse ; ad , bloc lisse et collecteur lisse ; cd , bloc lisse et collecteur piqué. Depuis l'origine de la commutation, les deux zones ab et cd gardent la même surface ; seule la zone intermédiaire ad varie en diminuant régulièrement.

Le fait que le contact soit meilleur sous la zone mate ab , fait que tendrait à établir l'essai grossier signalé à la page 166, expliquerait les résultats constatés dans un certain nombre de clichés, en particulier dans ceux de la figure 96 (mais pas dans tous, la figure 97 étant elle-même une exception) ; la d. d. p. de contact sous la lame avant varie peu pendant toute la durée de la commutation ; or, si le passage du courant se fait surtout par la zone ab , la diminution progressive de la zone ad n'a ainsi que peu d'influence sur la *densité de courant réelle*.

C'est cette forme de cliché que nous avons le plus souvent rencontré dans ces essais, mais nous n'en avons relevé que quelques-uns ; nous avons pris aussi ceux qui donnaient des phénomènes différents, et étant donné l'extrême variabilité des phénomènes de contact, il est difficile de savoir si réellement le meilleur contact entre bloc mat et lame lisse est absolument démontré, bien que nous soyons tenté de l'admettre pour notre compte personnel ; comme ce n'est qu'un détail d'un phénomène de *très mauvaise* commutation, nous le signalons sans y insister.

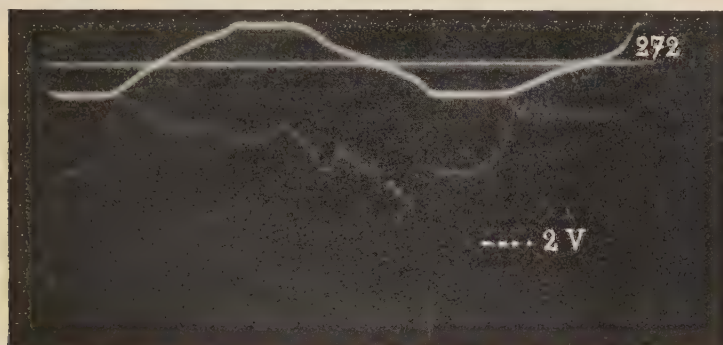
Quoi qu'il en soit, dès que la zone piquée de la lame cd arrive sur la zone mate $a b$ du bloc, la partie commune ad (fig 102 β) se comporte comme ayant une résistance considérable, et le courant ne passe plus que par la portion bd et ac , et les deux faits, toujours constatés régulièrement, que, d'une part, la ligne de démarcation a sur le bloc est extrêmement nette et parallèle aux génératrices du collecteur, et d'autre part, les étincelles sont dissimulées sur le balai, montre que la coupure finale se fait en a sur le bloc et la *plupart du temps* en c pour la lame. Toutefois, il est probable (et même visible par l'observation du balai) que, dans les commutations sous très grande self-induction et fort courant (comme celles qui ont abouti à la transformation décrite plus haut de la surface de contact du bloc), des étincelles jaillissent un peu partout dans la zone mate restant en face du collecteur et entretiennent l'aspect mat du bloc (qui sans cela se polirait rapidement à nouveau par le frottement), en même temps qu'elles augmentent la piqure de la lame.

Par suite de la production des étincelles principales entre l'arête c de la lame (qui est très rongée) et la ligne a du bloc, cette ligne a avance peu à peu sous le balai, et le développement ab atteint une valeur d'autant plus grande qu'on a poussé plus loin l'énergie mise en jeu dans les étincelles, en agissant sur le courant, la vitesse et la self-induction.

Ce phénomène de la rentrée des étincelles sous le balai et du noircis-

sement du bloc, *caractéristique* des balais positifs ou cathodes, se produit dans les dynamos, et on le voit, dans la figure 42, présenté par un bloc Z (avec son porte-balai) ayant servi à des essais sur dynamo qui seront décrits dans le chapitre suivant : il est, à notre avis, l'explication du fait souvent signalé que la commutation dans une dynamo médiocre paraît toujours plus mauvaise sous les balais négatifs, et montre que ce fait n'est qu'une apparence : l'étincelle *se dissimule sous les balais positifs*, alors qu'elle *s'allonge et s'amplifie sous les balais négatifs*. D'autre part, l'étincelle dissimulée du balai positif est au contraire la plus dangereuse pour le collecteur ; car, jaillissant entre la lame anode et le charbon cathode, elle attaque plus profondément la lame (en la brûlant ou l'oxydant) ; tandis que l'étincelle des balais négatifs laisse une traînée rougeâtre sur le bord extérieur du bloc légèrement brûlé, mais semble moins nocive pour la lame de collecteur.

Le cliché 272 de la figure 103 se rapporte à un balai QS_4 , noirci sur



Balai QS_4 , noirci sur 7 mm, par les essais précédents, utilisé ici comme balai —, sur collecteur piqué ; petites étincelles (1/2).
 $2J = 3,9 \text{ A}$; vit. 550 t/m ; $R = 245 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 1\,340 \mu\text{H}$.

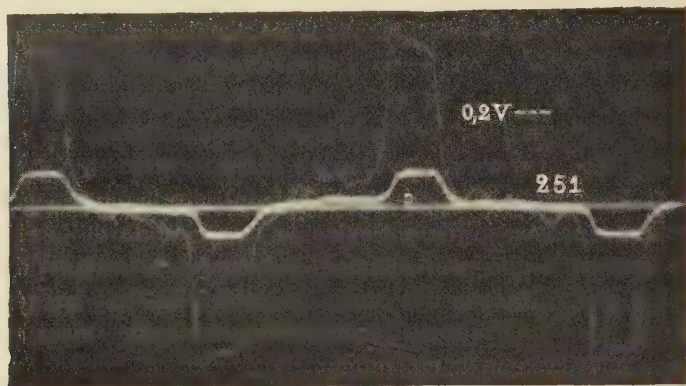
FIG. 103.

7 mm dans un essai précédent et utilisé ensuite comme balai négatif sur le sillage ancien, avec lames fortement piquées. On voit que la tension de contact avant coupure atteint une valeur importante (plus de 1,5 volt), favorisée par la résistance de contact plus grande entre la lame et le balai ainsi modifié ; le contact est en même temps médiocre au commencement de la commutation.

Tension de contact. — Au cours des essais, nous avons relevé, à la pression de 320 g/cm^2 environ, deux tableaux de d. d. p. de contact ϵ en fonction de la densité de courant j_m , sous le balai $QS_4 +$.

Le tableau 1, à l'issue duquel a été pris le cliché 251 de la figure 104 montrant que la tension entre lames est homothétique du courant quand

il n'y a qu'une self-induction négligeable ($35 \mu\text{H}$), correspond à un balai usagé, mais non piqué, et le tableau 2 à un balai mat sur un demi-



Balai $\text{QS}_4 +$; $5,5 \times 20 \text{ mm}^2$; pr. 320 g/cm^2 ; $2J = 3,6 \text{ A}$; $R = 197 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} \approx 0$; vit. 545 t/m .

FIG. 104. — Courant et tension entre lames.

millimètre à la coupure et ayant servi à des essais sous des étincelles plus notables que le premier.

TABLEAU I

$j_m \text{ (A/cm}^2\text{)}$	$\varepsilon \text{ (en volts)}$
1,4	0,35
2,6	0,39
3,9	0,47
5,7	0,57
7,5	0,70
9,5	0,74
13,5	0,78

TABLEAU II

j_m	ε
1,00	0,21
1,55	0,27
3,55	0,45
5,65	0,57
8	0,66
11,3	0,82

Vu l'extrême variabilité de contact et le peu de précision des mesures, on peut dire que ces deux tableaux concordent sensiblement.

On en peut déduire deux remarques importantes :

1° La tension de contact est plus faible en balai $+$ qu'en balai $-$. Il s'agit d'ailleurs d'essais faits à des températures peu écartées de l'ambiante (entre 15° et 30°), et il est possible qu'aux températures plus élevées, d'après les essais d'Arnold et de ses élèves, la tension de contact, s'abaissant notablement pour les balais négatifs, tombe au-dessous de ces valeurs. Étant donné le peu d'importance de la tension de contact en régime, nous n'avons pas insisté sur ce fait.

2° Au delà d'une densité j_m égale à 10 ou 12 A/cm^2 , soit 3 à 4 fois la valeur normale recommandée par le fabricant, la tension n'augmente plus qu'insensiblement ; d'autre part, la tension à la coupure est toujours

supérieure à 1 volt, et atteint souvent 1,2 à 1,3 volt, valeur notablement plus élevée que celle que nous avons relevée dans ces tableaux et constatée par des mesures fréquentes non rapportées ici. Il semble donc que la tension de contact soit différente pendant le régime variable et pendant le régime constant correspondant au temps très court pendant lequel le balai repose entièrement sur une seule lame. Il faut d'ailleurs ajouter que l'on constate souvent des variations notables de tension pendant ce temps, et que les mesures sont faites sur des lames où la tension est restée bien régulière.

2° BALAI Z —

L'étude d'un balai, telle que nous l'avons faite et exposée pour le charbon QS_1 , étant relativement laborieuse, nous ne pouvions songer à la reproduire pour un grand nombre de types, au moins dans une première série de recherches. Nous avons pensé qu'il était intéressant d'étudier avant tout le type de bloc, appelé Z, de la même société « le Carbone », type universellement connu et généralement employé dans les dynamos d'une commutation délicate, mais non particulièrement difficile.

C'est un *charbon électrographitique relativement dur*, très homogène, et très fin de grain, qui est cuit à haute température et prend au rodage un poli très brillant. Il doit normalement travailler à une densité de courant de 7 A/cm².

Nous l'avons d'abord utilisé en balai négatif ou anode.

Les propriétés observées se sont montrées très différentes de celles du QS_1 —.

Nous avons, en premier lieu, constaté que les contacts étaient plus difficiles à régler, et les tensions de contact plus grandes qu'avec le balai QS_1 , contrairement à ce que l'on croit généralement.

Ainsi après avoir réglé soigneusement un bloc de 7×19 mm², sous une pression de 250 à 275 g/cm², nous avons relevé le tableau suivant, à 535 t/m, avec une résistance ohmique 90 mΩ pour la section :

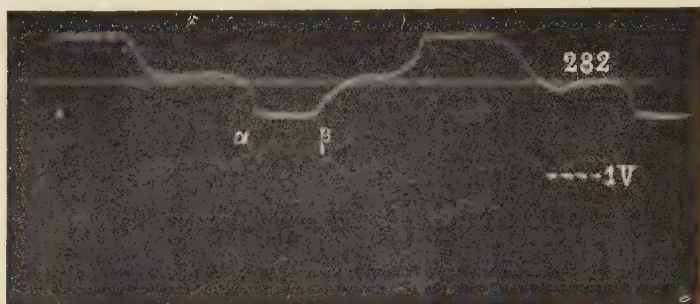
j_m en A/cm ²	1,2	2,6	3,6	5,8	7,1	9,1	12	18
ϵ en volts	0,45	0,66	0,82	0,94	0,94	0,98	1,10	1,10

On voit sur ce tableau que la tension de contact, à même densité que pour le type QS_1 , est déjà plus élevée, alors que le balai Z peut supporter une densité de 7 A/cm² contre 3 A/cm² pour le QS_1 ; d'autre part, on

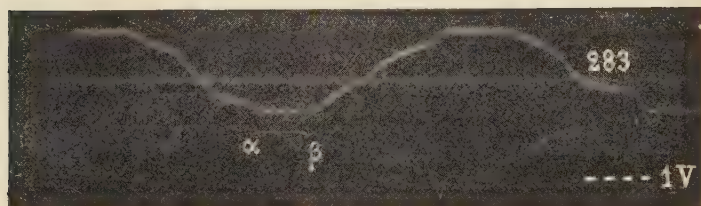
230 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
 remarque que cette tension n'augmente plus guère dès que la densité a atteint 6 à 7 A/cm².

Nous avons vérifié, à l'issue de cet essai, que le bloc avait très bien touché et qu'il s'était seulement légèrement terni par le fonctionnement en prenant l'aspect ordinaire des balais ayant travaillé sur dynamo.

Le balai Z — s'est révélé beaucoup plus sensible que le QS₄ à la répartition des pressions sur la surface de contact; les formes de courbes changent assez facilement au bout d'un certain temps de fonctionnement.



Aussitôt après réglage.



Après 15 minutes de marche, sans toucher au balai.

Balai Z — ; 7×19 mm²; pr. 300 g/cm²; bob. 10 A; 2 J = 9,4 A; vit. 525 t/m; R = 85 m Ω ;
 $\mathcal{L}$ = 147 μ H. Pas d'étincelles.

FIG. 105. — Variations du contact avec la durée du fonctionnement.

Dans la figure 105, relative à un balai travaillant avec self-induction très faible, sous densité normale et sous une pression de 300 g/cm², le cliché 282 représente le fonctionnement aussitôt après réglage et le cliché 283, le nouvel aspect des courbes après un quart d'heure de marche sans qu'on ait touché au balai. Le bloc ne touchait vraisemblablement d'abord que par ses extrémités, et le contact est devenu plus complet et plus régulier par l'usure légère de ce bloc.

La courbe du courant commuté s'est rapprochée de l'allure linéaire, et les courbes de tension (qui sont à la même échelle) montrent que le palier $\alpha\beta$ correspondant à la densité moyenne j_m s'est abaissé de 0,74 V à 0,58 V, tandis que la tension de pointe tombe de 2,4 V à 1,3 V.

Notons encore que cette valeur de la tension ϵ_m est bien plus faible que

celle du tableau précédent, ce qui montre une fois de plus l'extrême variabilité d'un exemple à l'autre des tensions de contact!

La figure 106 se rapporte à une série d'essais sous densité normale, avec une constante de temps de 1,73 ms ($R = 85 \text{ m}\Omega$, $L = 147 \text{ }\mu\text{H}$), à vitesse croissante, le balai étant resté au réglage du cliché 283 de la figure précédente. Les contacts ne semblent pas aussi bons que dans les séries correspondantes effectuées avec le balai QS_4 .

Au cliché 284, à très faible vitesse, il y a une augmentation brusque de la tension de contact dans la deuxième partie de la commutation; cette augmentation devient plus régulière dans les clichés suivants. Dans l'oscillogramme 284, il est bien difficile de dire si les montées de tension $\alpha\beta$, et $\gamma\delta$, en fin de commutation, correspondent à une augmentation de la d. d. p. de contact due à l'accroissement de la densité de courant ou si elles se rapportent déjà à une petite étincelle insensible et invisible. Nous inclinons à penser que ce sont des tensions correspondant encore à un contact; en tout cas, cela semble certain pour $\gamma\delta$ beaucoup plus écarté de la verticale que $\alpha\beta$; il est à noter, d'ailleurs, que la portion finale de la courbe de courant, dont le coefficient angulaire représente la densité de courant, s'il s'agit encore d'un contact régulier, est plus écartée de la verticale, en même temps que la courbe de tension, en $\gamma\delta$.

Au cliché 285, à 600 t/m, les pointes deviennent plus aiguës, mais le doute subsiste encore; le fait que de très petites étincelles ont été signalées peut s'expliquer par des commutations non visibles sur la plaque, qui n'en contient que 5 sur 12; toutefois, nous pensons que, dans ce cas, il y a déjà réellement étincelle surtout en α et β .

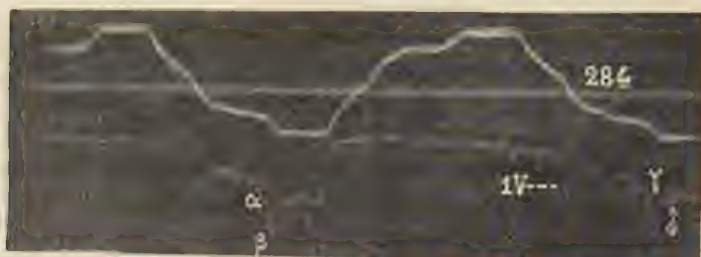
Dans l'oscillogramme 286 (vitesse 880 t/m), α correspond à une coupure très nette (la pointe de tension est en dehors du cliché), γ à une coupure moins nette et β à un cas douteux dans le genre des premiers clichés.

Au cliché 287 (1 200 t/m) les coupures α , β , γ , vont en diminuant d'importance de droite à gauche, et la dernière commutation δ est du caractère douteux déjà étudié.

Enfin à 1450 t/m (cliché 288), les étincelles sont importantes et les coupures nettes; toutefois il se glisse quelques commutations par contact douteux, telles que les deux dernières à droite.

Si on cherche à reconnaître au milieu de cet ensemble d'aspect plutôt varié, s'il y a une tension de coupure bien définie, on constate que le point auquel se produit la variation brusque de tension correspond, dans presque tous les cas, à 1 volt ou 1,2 volt environ et que les pointes de tension appartenant à des cas où le doute existe entre un phénomène de coupure ou de contact, se terminent aux environs de 2 volts, à très peu près.

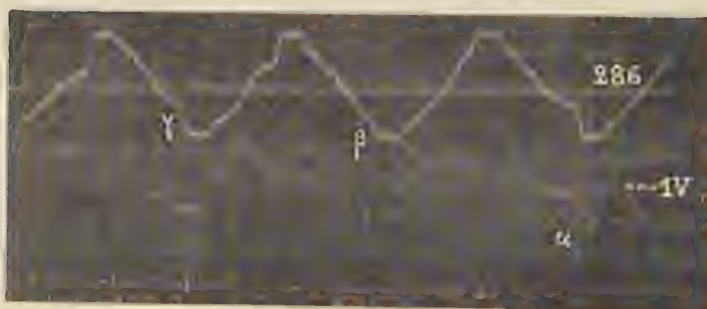
Le cliché 284 de la figure 107, pris dans les mêmes conditions de résistance et de self-induction, est relatif à un courant plus petit, $2J = 7,5$ A et à une vitesse plus grande 1 140 t/m, que le cliché 285 ($2J = 11,7$ A et vit 600 t/m), avec un aspect très analogue comme étincelles, de façon



485 t/m ; T = 8,20 ms. Pas d'étincelles.



600 t/m ; T = 6,63 ms. Très petites étincelles apparaissent.



830 t/m ; T = 4,5.ms. Étincelles 1 à 3.

FIG. 106.

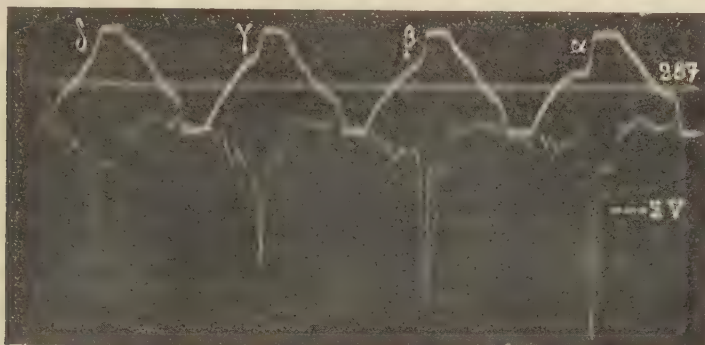
qu'on peut dire que ces deux conditions s'équivalent sensiblement et correspondent au critérium d'une commutation admissible limite.

La figure 108 comporte trois clichés relevés avec les mêmes résistance et self, à un courant un peu plus faible, à une vitesse voisine de 500 t/m et en faisant varier la pression du ressort, sans qu'on ait arrêté le moteur

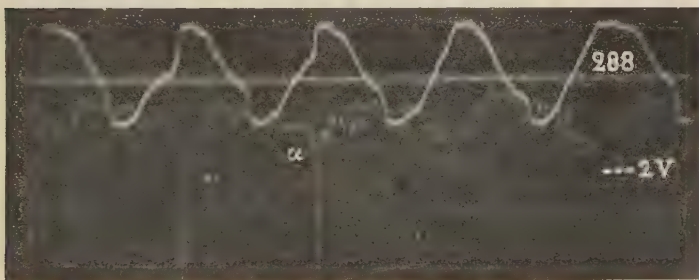
de l'oscillographe, ni touché au bloc lui-même. Le cliché 293 se rapporte à la pression couramment usitée dans nos essais, soit 290 g/cm^2 ; on y retrouve sensiblement les mêmes allures qu'au cliché 285 précédemment étudié; en 294, la pression a été élevée à 600 g/cm^2 , puis en 295, ramenée à 100 g/cm^2 .

Diverses remarques se déduisent nettement de cet ensemble :

1° La faible pression de 100 g/cm^2 est notoirement insuffisante pour assurer des contacts réguliers; les courbes de courant et de tension y



1200 t/m; T = 3,3 ms. Étincelles 1 à 3.



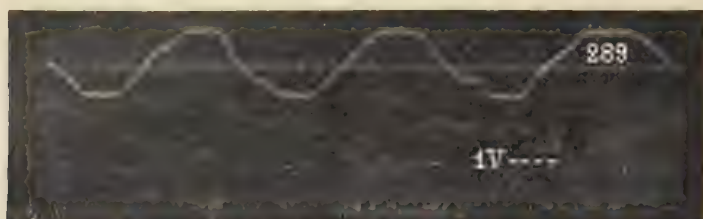
1450 t/m; T = 2,74 ms. Étincelles 2 à 4.

Balai Z —; $7 \times 19 \text{ mm}^2$; pr. 300 g/cm^2 ; $2 J = 11,7 \text{ A}$; $R = 85 \text{ m}\Omega$; $L = 147 \text{ }\mu\text{H}$; $\tau = 1,73 \text{ ms}$.

FIG. 106.

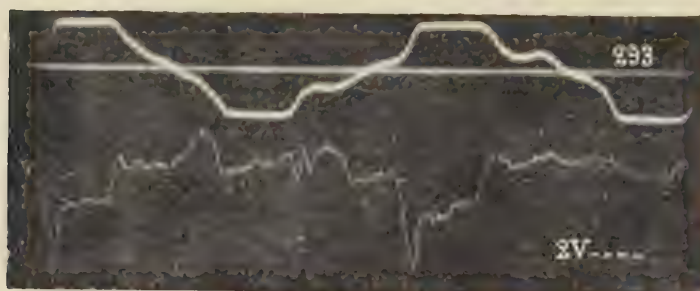
comportent des ondulations d'importance considérable; d'autre part, l'écart n'est pas très grand entre les résultats obtenus à la pression moyenne et à la forte pression, et il n'y a, par suite, pas lieu d'exagérer cette pression dans les applications;

2° En observant l'allure de la même commutation β dans les trois cas, on observe que, à la faible pression, elle est constituée par une série de mauvais contacts; à la moyenne pression, elle se termine par une montée rapide due à une forte densité de courant; à la forte pression, la montée est plus rapide encore et pourrait faire croire à une petite coupure;

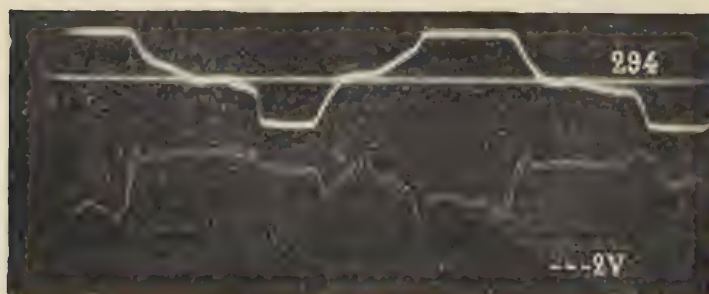


Balai Z —, comme au cliché 288 de la figure 106, sauf $2J = 7,5$ A; vit. 114 t/m.
Très petites étincelles comme au cliché 285 de la figure précédente.

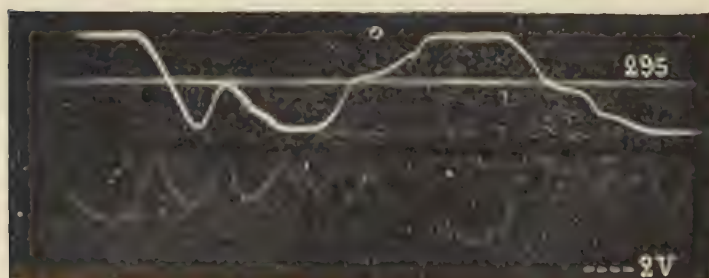
FIG. 107.



Pr. 290 g/cm². Très petites étincelles.



Pr. 600 g/cm². Très petites étincelles.



Pr. 100 g/cm². Pas d'étincelles.

Même balai Z —; $2J = 10,6$ A; $R = 85$ m Ω ; $L = 147$ μ H.
(Vit. 490 — 530 t/m.)

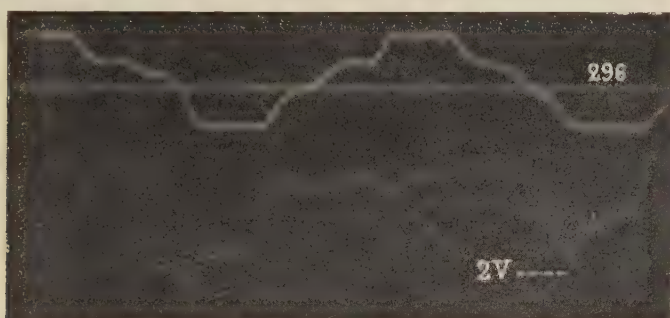
FIG. 108. — Étude du rôle de la pression moyenne.

3° L'ordonnée de la pointe β ne diffère pas sensiblement dans les trois cas, ainsi d'ailleurs que la moyenne de la tension ε_m , correspondant au contact sur une seule lame.

A la faible pression, de 100 g/cm^2 , nous avons relevé la moyenne approximative de la tension pendant le contact avec une seule lame, et nous avons trouvé le tableau suivant :

j_m en A/cm^2	2	3	4	5,9	8	9,2	10,7	12,7
ε_m en volts	0,70	0,78	0,86	1,07	1,19	1,19	1,27	1,27

Comparés aux résultats du tableau de la page 229, ceux-ci correspondent à des tensions légèrement plus élevées, mais de 10 à 15 0/0 seulement ; ils semblent ne pas dépasser 1,3 V environ, au lieu de 1,10 V dans le premier cas, pour des densités très élevées.



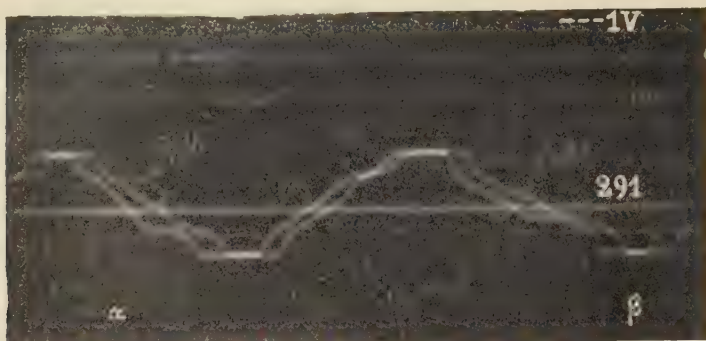
Même balai Z — ; pr. 180 g/cm^2 ; vit. 530 t/m ; $2 J = 10,6 \text{ A}$; $R = 85 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 147 \text{ }\mu\text{H}$.
Pas d'étincelles.

FIG. 109.

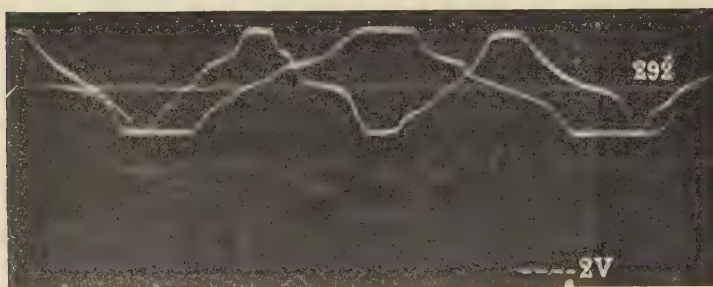
Le cliché 296 de la figure 109, où la tension relevée est celle des lames A au lieu des lames B dans la figure 108, manifeste, à une pression intermédiaire entre celles des clichés 293 et 293 (180 g/cm^2 environ), des propriétés analogues des courbes de tension.

Nous donnons encore dans la figure 110, le cliché 291, pris à très faible self-induction ($96 \text{ }\mu\text{H}$) et contenant deux photographies successives, l'une avec courbe de tension entre lames, l'autre avec ligne $\alpha\beta$ représentant le courant dans une dérivation (remarquablement constant), et le cliché 292 relatif aux mêmes conditions, à deux vitesses 470 t/m et 920 t/m , sans étincelles, avec tensions assez élevées en fin de commutation, atteignant également 2 volts.

Le cliché 298 de la figure 111 se rapporte à des étincelles considérables (cotées 10), sous densité normale, vitesse courante dans nos essais et self-induction $870 \text{ }\mu\text{H}$: la tension avant coupure est 2 V et la tension de pointe 14 V. On remarque que la coupure est très rapide et ne comporte



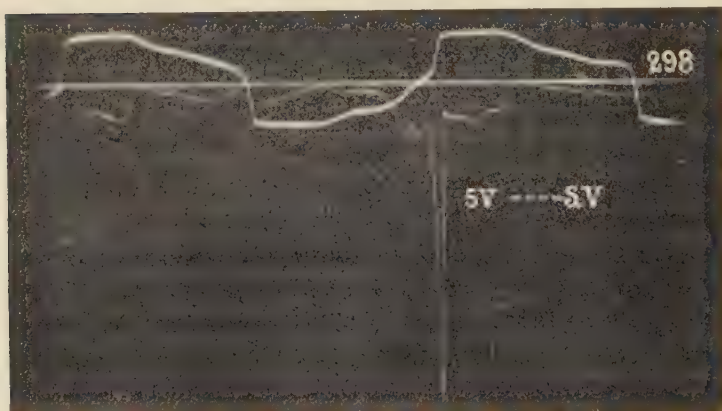
Vit. 475 t/m; tension entre lames; α courant dans une dérivation.



Vit. 470 et 920 t/m.

Même balai Z —; $2J = 11,8$ A; $R = 75$ m Ω ; $\mathcal{L} = 96$ μ H. Pas d'étincelles.

FIG. 410.

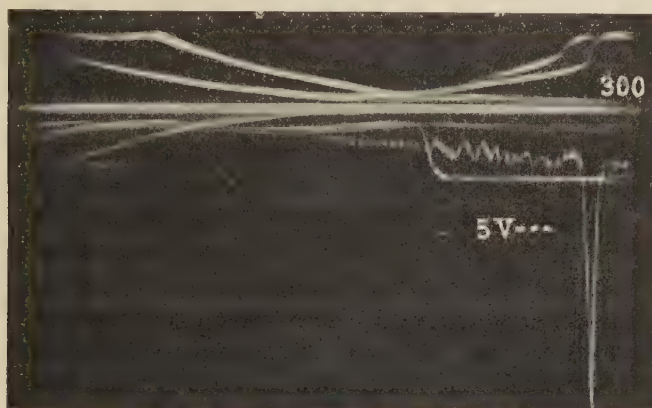


Même balai Z --; pr. 225 g/cm²; $2J = 10,6$ A; $R = 170$ m Ω ; $\mathcal{L} = 870$ μ H; vit. 540 t/m. Étincelles formidables.

FIG. 411.

aucun arrondi notable, sur la tension ou sur le courant : l'étincelle ne dure que pendant le passage de l'isolant et ne se continue pas de lame à lame ⁽¹⁾, comme avec le balai QS₄ —.

Enfin le cliché 300 de la figure 112 montre la coupure lente à la vitesse de 100 t/m, et met en évidence l'absence d'arrondi et le peu de durée de la coupure, d'une façon très frappante par rapport aux clichés homologues du QS₄ — (219 et 220 de la figure 80).



Même balai Z —; pr. 225 g/cm²; vit. 102 t/m; 2 J = 16,8 A; R = 204 mΩ; L = 1 320 μH.

Étincelles très fortes (2 à 5).

(La courbe de tension correspondant à la coupure située à gauche de la coupure principale, était très peu visible sur le cliché et n'a pu être représentée sur l'épreuve définitive.)

FIG. 112. — Essai de coupure lente.

Quant à ce qui concerne la dépense dans l'étincelle, les calculs effectués pour quatre commutations, d'après la formule de la page 192 (chap. vi),

$$\frac{B}{t_0} = i_0 \frac{\varepsilon_p + 2\varepsilon_0}{6},$$

donnent les résultats suivants :

N° DU CLICHÉ	i_0 en A	ε_0 en V	ε_p en V	$\frac{B}{t_0}$ en W	OBSERVATIONS
285 α	2	1	2,1	1,35	Contact ou petite étincelle ?
287 β	3,75	1,05	3,6	3,55	
288 α	3,4	1,10	4,3	3,70	
298	4	2	14,0	12	

(1) Le balai observé après ces fortes étincelles était piqué et noirci à l'arête de coupure, suivant une ligne très étroite, et il portait sur la face de côté des traces rougeâtres analogues à celles qui ont été signalées dans le QS₄ —.

Par rapport au balai QS_1 —, on constate immédiatement que ces valeurs, bien que s'appliquant à un balai plus large que le QS_1 , 7 mm au lieu de 5,5 mm, sont plus faibles, pour la même importance d'étincelles; au cliché 298, des étincelles considérables et telles que nous n'en avons pas observé d'aussi fortes avec les blocs QS_1 , ne correspondent cependant qu'à une puissance moyenne de 12 watts et pendant un temps très court, puisqu'elles ne se prolongent pas comme celles qu'on obtient avec l'autre type de balai.

Comparaison entre les balais Z — et QS_4 —. De toutes ces observations, on peut déduire les remarques comparatives suivantes :

1° Le balai Z — présente une résistance de contact ordinairement supérieure à celle du balai QS_1 — ; cette résistance est d'ailleurs plus changeante, et plus sensible à la variation de pression surtout aux fortes densités, de fin de commutation : la d. d. p. de contact limite, avant coupure, varie de 1V à 2V, et tout porte à croire que ces variations dépendent de la pression réelle à l'arête de coupure, la tension de coupure s'abaissant rapidement quand la pression augmente, jusqu'à une limite de 1 volt, et ne dépassant pas 2 volts, pour les très faibles pressions, sans qu'il soit possible de préciser si, dans ce dernier cas, le contact n'est pas en réalité constitué par d'extrêmement petites étincelles invisibles sous le balai (1);

2° Le balai Z — ne possède pas le pouvoir d'étouffement de l'étincelle que dénote le balai QS_1 — ; avec le Z —, les étincelles sont tout de suite très fortes, même pour une puissance consommée beaucoup plus petite;

3° Avec le balai Z —, l'étincelle reste toujours très brève et ne s'allonge pas comme avec le QS_1 — ; nous nous proposons de rechercher plus tard si d'autres types de charbons possèdent cette propriété du QS_4 —;

4° Les conditions limites de fonctionnement sans étincelles appréciables sont données, pour le balai Z —, par les clichés 285 et 289, et correspondent respectivement à :

11,7 A,	147 μ H	et	600 t/m,	soit	$\epsilon_r = 0,26$ V
7,5 A,	147 μ H	et	1.140 t/m,	soit	$\epsilon_r = 0,32$ V

Ce résultat montre encore combien la tension de réactance est un critérium peu intéressant dans la commutation.

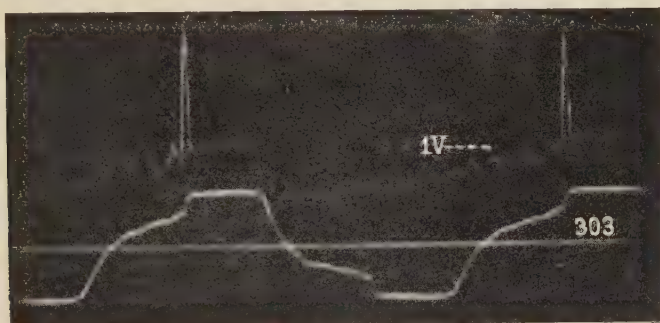
Comme dernière observation, indiquons seulement que la différence

(1) Par suite des propriétés étudiées plus haut, le porte-balai à glissière se prête mal à une étude plus approfondie de ce point délicat, ce qui ne nous permet pas d'être plus affirmatif; il serait très intéressant de reprendre cette étude avec un balai court soumis à une pression, uniforme et bien connue.

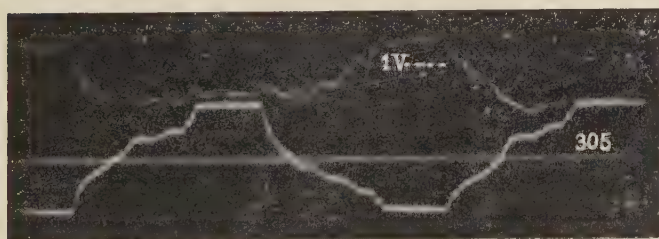
fondamentale observée entre le fonctionnement des deux types de balais QS_4 et Z s'explique peut-être par la nature de leur composition, les contacts étant plus irréguliers et à plus forte résistance avec le Z, à cause de sa grande homogénéité et du poli très fin que prend sa surface.

3° BALAI Z +

Faisons maintenant fonctionner le balai Z comme positif, c'est-à-dire comme cathode. Nous observons tout de suite que les courbes oscillographiques dénotent un meilleur contact, même avec de faibles pressions du ressort et dès le début du réglage. La d. d. p. de contact est nettement plus faible qu'avec le Z — ; la tension de coupure semble voisine de 1 volt, ou 1,2 volt.



Vit. 610 t/m ; $R = 75 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 96 \text{ }\mu\text{H}$. Contact meilleur à l'entrée.



Vit. 520 t/m ; $R = 90 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 0$. Contact plus symétrique.
Balai Z + ; $7 \times 19 \text{ mm}^2$; pr. 200 g/cm^2 ; $2 J = 12,2 \text{ A}$. Pas d'étincelles.

FIG. 113.

Mais une particularité se manifeste rapidement : on obtient difficilement des commutations de longueur normale ; la plupart des courbes sont plus courtes et présentent des pointes de coupure sans qu'on voie d'étincelles.

Dans la figure 113, le cliché 303 montre des coupures bien nettes, avec des pointes dépassant 2 volts et une tension avant coupure d'environ 1 volt, et cependant on n'a observé aucune étincelle. Le résultat nous a été expliqué pendant les nombreux réglages que nous avons faits à ce moment pour perfectionner le contact. Dans le cliché 303, la commutation est très nettement raccourcie et le balai touche beaucoup plus à l'entrée, comme le montre la forte baisse de tension dans la lame arrière au moment de l'origine de la commutation, bien que la self-induction soit très petite; vers la sortie, le balai va en touchant de moins en moins et le contact cesse par une étincelle avant la sortie du balai. On remarquera l'allure progressive très nette de la courbe de tension et des oscillations assez profondes au voisinage de la coupure; le contact est évidemment précaire dans cette partie.

Après avoir amélioré le contact, nous avons obtenu, sur résistance pure, le cliché 305, où cependant le balai touche encore plus à l'entrée qu'à la sortie, et nous avons relevé un tableau de d. d. p. ε_m dans ces conditions (pression 200 g/cm²), tableau que nous donnons ci-dessous :

j_m en A/cm ²	4,28	2,03	3,7	5,9	7,15	9,2	12,5
ε_m en V	0,25	0,30	0,43	0,50	0,55	0,66	0,66

et dont les tensions sont nettement inférieures aux valeurs données par le balai Z —.

Pendant les réglages que nous avons effectués pour obtenir encore un meilleur contact, et surtout pour allonger la durée réelle de la commutation, nous avons, à un certain moment, avec un courant $2J = 11,8$ A et une self-induction de 317 μ H, enregistré des pointes de coupure de 5,5 V sans qu'on puisse apercevoir une étincelle, et même pour une self-induction de 490 μ H et une tension de pointe double de la précédente, soit 11 volts, on ne voyait que des étincelles imperceptibles.

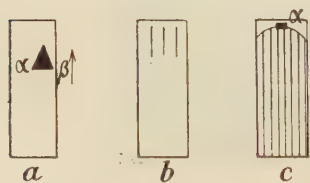


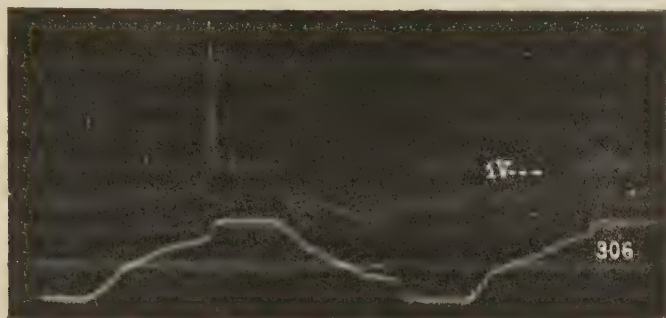
FIG. 114. — Divers aspects d'un balai Z + piqué.

Le bloc démonté et vérifié s'est présenté sous la forme de la figure 114 a, avec une zone triangulaire complètement piquée, où se produisaient évidemment des étincelles très fortes : le collecteur portait d'ailleurs à chaque lame, dans le sillage du triangle en question, une partie piquée égale à la

première, le côté $\alpha\beta$ du triangle coïncidant avec l'arête de coupure de la lame.

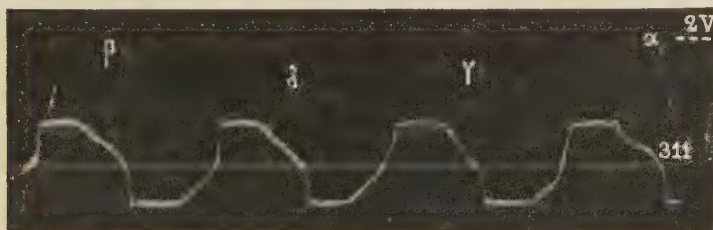
Après avoir rodé le bloc, nous l'avons remis sur une place neuve du collecteur, et nous avons obtenu, avec une self-induction $\mathcal{L} = 147$ μ H,

le cliché 306 (fig. 115), sans étincelles d'abord, puis avec très petites étincelles au bout d'un quart d'heure de marche. L'allure est assez ana-

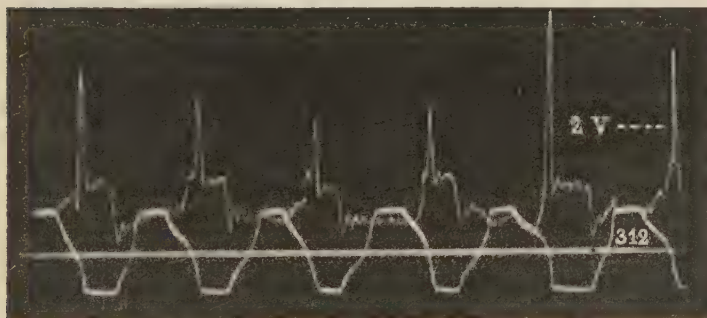


Même balai Z + usagé; pr. 200 g/cm²; vit. 505 t/m; 2 J = 9,1 A; R = 85 mΩ; L = 117 μH.
Très petites étincelles.

FIG. 115.



Vit. 720 t/m; R = 106 mΩ; L = 317 μH. Étincelles (1 à 3).



Vit. 1250 t/m; R = 85 mΩ; L = 147 μH. Petites étincelles (1/2).

Balai Z + usagé; 7 × 18,5 mm², sur place neuve du collecteur; pr. 225 g/cm²; 2 J = 9,5 A.

FIG. 116.

logue à celle du cliché 303 de la figure 113, avec une tension de 1 volt avant coupure et deux pointes, l'une de 2 V et l'autre de 3 V.

Vérifié, le balai a présenté, comme surface de contact, l'aspect de

114 *b*, légèrement piqué suivant trois bandes étroites, où se produisaient les étincelles dissimulées sous le balai.

Dans un autre essai, la même surface avait pris la forme 114 *c*, le contact n'ayant eu lieu que dans la zone portant des hachures longitudinales et s'étant terminé par des étincelles qui ont occasionné la formation du petit rectangle piqué α .

Ce mauvais contact en fin de commutation provient évidemment du porte-balai à glissière, avec jeu trop grand du bloc; nous avons restreint ce jeu en faisant coulisser le bloc à frottement appréciable dans la glissière, ce qui a dû diminuer notablement la pression moyenne effective sur le bloc.

Nous avons ainsi obtenu les clichés 311 et 312 de la figure 116.

Dans le cliché 311, alors que la tension de coupure est d'environ 1 V en γ et δ , il semble qu'il existe en α et β une augmentation de tension ayant l'air de provenir d'une tension de contact; de même dans le cliché 312, à côté des pointes de 4 volts, il y a des pointes moins franches de 2 volts.

Ce sont des cas isolés assez rares et il semble que, la plupart du temps, la coupure se produit vers 1 volt.

Cette sensibilité du balai $Z +$ à se piquer dès que la tension de contact atteint 1 volt, laissant le contact se transformer en étincelle n'importe où sous le balai, est une propriété analogue à celle qui provoque la rentrée des grosses étincelles sous le balai $QS_4 +$, en plus exagéré, voilà tout.

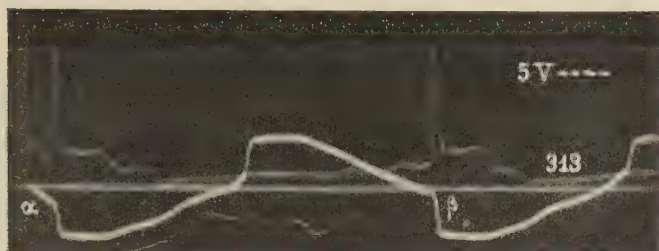
La rentrée sous le balai se produit de la même façon d'ailleurs dans le balai $Z +$.

La figure 117 se rapporte à l'étude de grosses étincelles. Les tensions de pointe sont considérables, atteignant 20 volts dans les clichés 314 et 315. On remarquera sur les clichés 313 et 314 que les commutations α comportent une tension notable avant la coupure définitive, tandis qu'elle est plus faible en β .

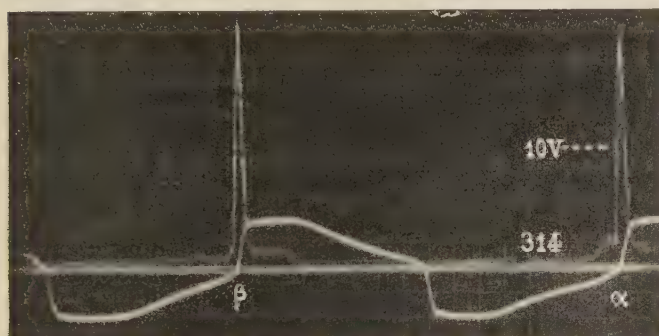
La durée de la coupure reste très courte et les deux courbes de courant et de tension ne comportent qu'un arrondi insignifiant, lequel est d'ailleurs vraisemblablement dû à la petite variation du courant dans la dérivation, enregistré dans le cliché 315.

(Les essais sur balai $Z +$ ont été faits en intercalant dans les dérivations la deuxième série de bobines de selfs, d'inductance sensiblement moitié moindre; la résistance était également plus faible, d'où les variations plus notables du courant dans les dérivations.)

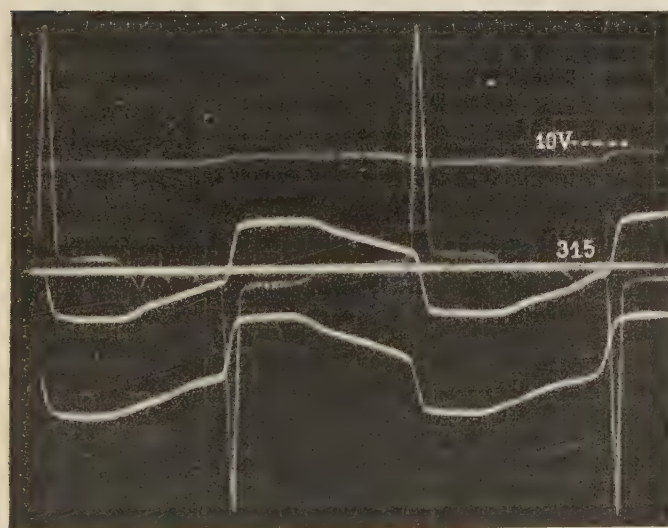
Pendant ces essais, de petites étincelles jaillissaient à tous les isolants entre lames dans le sillage du bloc, ce qui tendrait à montrer qu'il est bon de ne pas dépasser une tension de 20 V, si on veut éviter la forma-



Vit. 480 t/m; $R = 170 \text{ m}\Omega$; $L = 870 \text{ }\mu\text{H}$. Très fortes étincelles (5).



Vit. 480 t/m; $R = 204 \text{ m}\Omega$; $L = 1320 \text{ }\mu\text{H}$. Étincelles formidables (8).

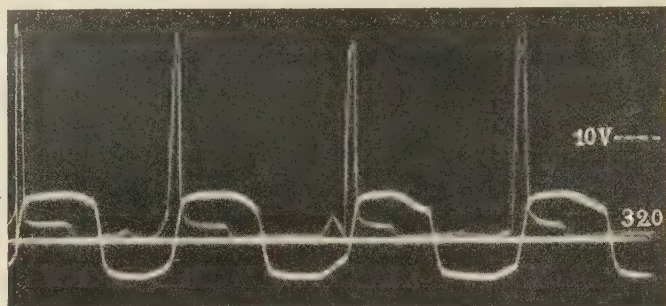


Vit. 515 t/m; $R = 204 \text{ m}\Omega$; $L = 1320 \text{ }\mu\text{H}$. Barre de feu sous le balai.
Tension entre lames et courant dans une dérivation.

Même balai Z +; $2 J = 11,8 \text{ A}$. Petites étincelles à toutes les lames de mica.

Fig. 117. — Études des grosses étincelles.

244 ÉTUDE DE LA COMMUTATION DANS LES DYNAMOS A COURANT CONTINU
 tion d'étincelles entre lames ; ce phénomène ne s'était pas encore pro-



Même balai Z +; vit. 1150 t/m; $2J = 10,3 \text{ A}$; $R = 204 \text{ m}\Omega$; $\mathcal{L} = 1320 \mu\text{H}$. Barre de fer rentrée sous le balai; balai piqué mat sur 3 mm.

FIG. 118.

duit dans nos essais, mais c'était aussi la première fois qu'on atteignait une tension aussi élevée entre lame et balai, on n'avait pas auparavant dépassé 15 volts.

Le cliché 320 de la figure 118, à la vitesse de 1150 t/m, correspond à une vraie barre de feu rentrée de 3 mm sous le balai : la commutation y est nettement raccourcie.

Nous avons terminé l'étude du balai Z + par l'emploi de f. é. m. auxiliaire de commutation d'une forme différente de celle des essais antérieurs.

Les résultats en sont consignés dans les figures 119 et 120.

Les f. é. m. auxiliaires appliquées ont été obtenues en introduisant des résistances ohmiques dans le circuit branché sur une

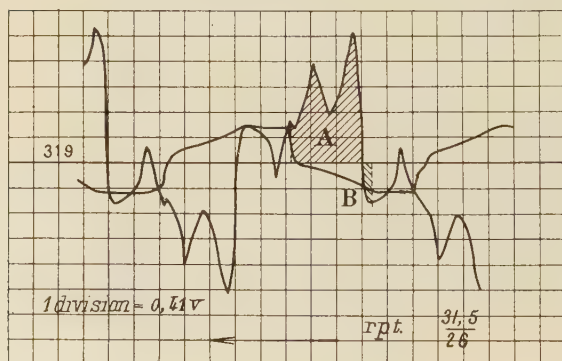
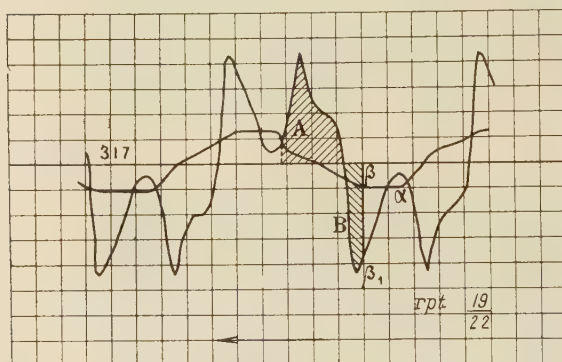
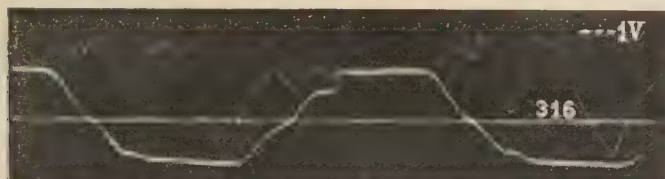


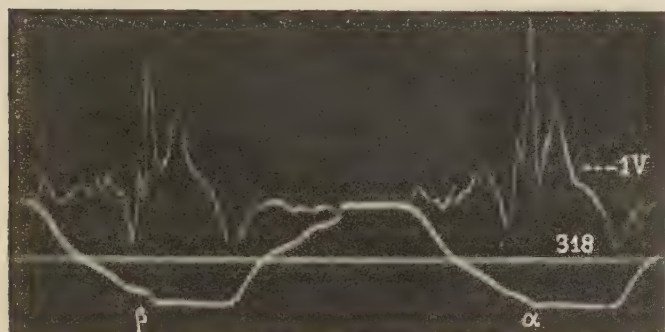
FIG. 119. — F. é. m. auxiliaire pour l'essai suivant.

tension étoilée, de façon à modifier la forme et le décalage de la courbe.

Elles comportent, dans le cas des clichés 316 et 317, pendant environ le premier quart de la commutation, une f. é. m. de sens défavorable et dans les clichés 318 et 319, la même disposition pendant seulement le huitième de la durée, ce qui imite vaguement la commutation avec balais dont l'axe est calé légèrement en avant de la ligne neutre, de telle façon que le champ inducteur soit encore de sens défavorable du côté de l'entrée en commutation.



F. é. m. auxiliaire de 317; vit. 510 t/m; $2J = 10,4$ A; $R = 125$ m Ω ; $\mathcal{L} = 490$ μ H.



F. é. m. auxiliaire de 319; vit. 540 t/m; $2J = 11,7$ A; $R = 170$ m Ω ; $\mathcal{L} = 870$ μ H.

Balai Z +; $6,5 \times 18$ mm² (sur place neuve du collecteur).

FIG. 120. — Commutation avec f. é. m. auxiliaire.

Les commutations montantes et descendantes des clichés ne sont pas tout à fait symétriques, les courants étant légèrement différents dans les deux dérivation; les commutations descendantes sont les meilleures, surtout la commutation α du cliché 318.

Elles sont raccourcies, la f. é. m. défavorable au début empêchant le courant de s'inverser. Si on calcule les f. é. m. moyennes de commutation et les tensions de réactance, on trouve :

Clichés 316-317 :

$$T = \frac{16}{26} \cdot \frac{60\,000}{12 \times 510} = 6 \text{ ms,}$$

$$\epsilon_p = \frac{10,4 \times 0,49}{6} = 0,85 \text{ V.}$$

Ordonnée moyenne de A — B. 5,07 mm, soit $5,07 \times 0,082 \times \frac{19}{22} = 0,36 \text{ V}$

— — — de A seulement. 11,70 mm, soit 0,83 V

Clichés 318-319 :

$$T = 6 \cdot \frac{510}{540} = 5,65 \text{ ms,}$$

$$\varepsilon_r = \frac{11,7 \times 0,87}{5,65} = 1,8 \text{ V.}$$

Ordonnée moyenne de A—B. 11,3 mm, soit $11,3 \times 0,082 \times \frac{31,5}{26} = 1,12 \text{ V}$
 — — de A seulement. 13,7 mm, soit 1,36 V

La commutation n'est pas parfaitement réalisée, mais la f. é. m. moyenne est inférieure à la tension de réactance, même en ne comptant que la valeur de la f. é. m. dans le sens favorable et laissant de côté la période pendant laquelle la commutation est retardée.

Il faut en effet comparer la f. é. m. moyenne et la tension de réactance pendant le *temps réel de commutation*, c'est-à-dire :

	ε_r	e_m
316-317.....	$0,85 \times \frac{4}{3} = 1,13 \text{ V}$	avec 0,83 V
318-319.....	$1,80 \times \frac{8}{7} = 2,06 \text{ V}$	» 1,36 V

Cet essai, comme tous les précédents, montre combien la courbe de courant est peu déformée par l'application d'une f. é. m. très irrégulière.

Signalons encore une particularité intéressante du cliché 316 : la droite $\alpha\beta$ n'est pas parallèle à l'axe des temps, mais va en s'en écartant nettement dans le sens $\alpha\beta$. L'explication est donnée par le cliché 317 ; le courant varie dans la dérivation sous l'action de la f. é. m. introduite dans la section $\alpha\beta$ (fig. 119), qui fait partie de cette dérivation.

Comparaison entre le balai Z + et les balais QS₁ + et Z. — Le balai Z + ressemble davantage comme fonctionnement au balai QS₁ + que le balai Z — au QS₁ —. Toutefois, il présente une sensibilité particulière à la crevaisson du contact par petite étincelle dissimulée.

Comparé au balai Z —, il a une résistance de contact plus faible, une tension de coupure limitée à 1 volt environ, et il coupe encore plus rapidement l'étincelle, avec des tensions de pointe très élevées.

4° BALAI GS —

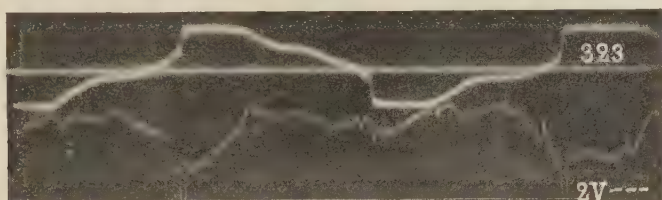
Nous nous sommes proposé, dans ce travail, d'étudier les phénomènes de contact et de voir sur quelles bases on peut s'appuyer pour les faire intervenir dans la théorie de la commutation, mais nous ne pouvions pré-

tendre, sans allonger indéfiniment ces recherches, à comparer les propriétés des nombreux types de charbons ou de balais mixtes usités dans l'industrie.

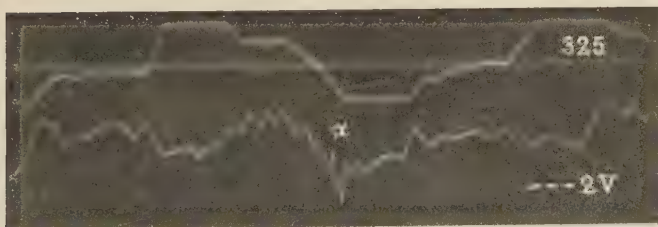
Ayant constaté que la plus grande différence de fonctionnement entre les deux balais types QS_i et Z se produisait quand ils étaient employés comme anodes ou balais négatifs, nous nous sommes contenté, pour clore cette partie de notre travail, d'étudier un type de charbon de qualité courante, le GS du « Carbone », qui n'est ni hétérogène comme le QS_i, ni graphité à haute température comme le Z, afin de voir duquel des deux premiers types il se rapprocherait le plus.

Nous avons reconnu immédiatement que le balai GS — avait des propriétés voisines du balai Z —. La Société « le Carbone » indique pour le charbon GS une résistivité de $5000 \mu\Omega$ par cm^2/cm , avec une densité normale de $6-7 \text{ A/cm}^2$, contre $4000 \mu\Omega$ et $7-8 \text{ A/cm}^2$ pour le Z; c'est dire que ces deux charbons sont sensiblement destinés aux mêmes usages, à la différence près du prix et de la qualité.

Dans la figure 121, le cliché 323 se rapporte à un fonctionnement avec assez fortes étincelles (3), sous densité normale et vitesse de 500 t/m :



$R = 105 \text{ m}\Omega$; $L = 317 \mu\text{H}$. Barre d'étincelles (3 à 4).



$R = 85 \text{ m}\Omega$; $L = 147 \mu\text{H}$. Petites étincelles (1).

Balai GS —; $6,5 \times 19 \text{ mm}^2$; pr. 200 g/cm^2 ; vit. 500 t/m ; $2 \text{ J} = 8,9 \text{ A}$.

FIG. 121.

on remarque que les variations de tension et de courant sont très brusques à la coupure, plus brusques même qu'avec le balai Z —, le trait lumineux à peine visible n'a pas permis de reconnaître la place de la pointe, très en dehors de la figure; dans le cliché 325, la self-induction a été

ramenée de 317 μH à 147 μH , et les étincelles sont petites, cotées (1); la commutation marquée α est due à un contact douteux, et il y a eu même des coupures non visibles sur le cliché.

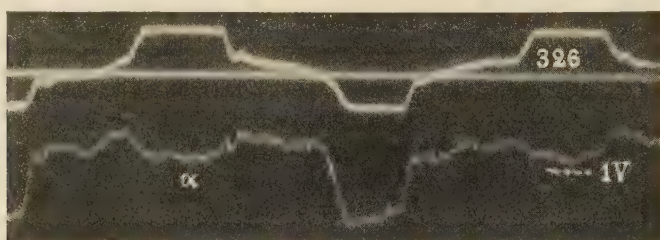
Le balai ayant été réglé soigneusement, on a relevé quelques valeurs de la tension de contact, pour les deux pressions 200 g/cm² et 400 g/cm² environ, en opérant avec résistance 155 m Ω et à 420 t/m.

Les chiffres obtenus sont les suivants :

Densité j_m en A/cm ²	5,8	7,4	12,5
ϵ_m { pour 200 g/cm ²	1,07	1,17	1,44
en V { pour 400 g/cm ²	0,82	0,86 *	1,23

Ils sont plus élevés que pour le Z — et le QS₄ —.

La figure 122 (cliché 326) correspond au point marqué d'un *.

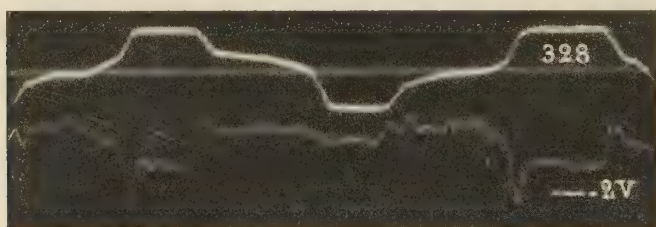


Même balai GS —; pr. 400 g/cm²; vit. 420 t/m; 2 J = 8,9 A; R = 155 m Ω .

FIG. 122. — Cliché témoin sur résistance pure.

La tension avant coupure varie entre 1 et 2 volts, suivant l'état du contact, comme pour le balai Z; elle est à peu près 1,5 V au cliché 323.

Le cliché 328 de la figure 123 est pris dans les mêmes conditions que



Même balai GS —; pr. 400 g/cm²; vit. 500 t/m; 2 J = 8,9 A; R = 85 m Ω ; $\mathcal{E}$ = 117 μH .

Très petites étincelles intermittentes.

FIG. 123.

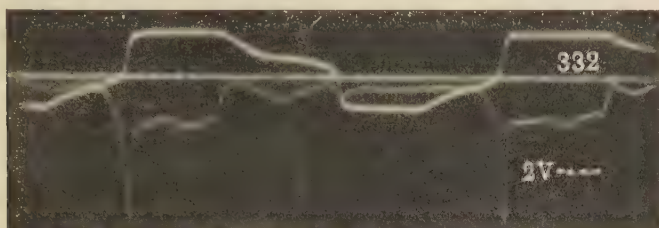
le cliché 323 de la figure 121, sauf que la pression y est sensiblement doublée; le contact est plus régulier, la tension de pointe est à peu près la même, les étincelles sont plus faibles, l'écart est d'ailleurs peu important à tout point de vue.

La tension de réactance correspondante est très faible :

$$\frac{8,9 \times 0,147}{7,9} = 0,165 \text{ V!}$$

pour un fonctionnement limite comme étincelles.

Le cliché 332 de la figure 124 est relatif à un balai qui a été meulé grossièrement au lieu d'être rodé : la résistance de contact est faible,



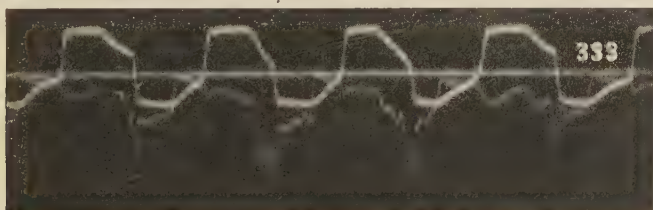
Même balai GS —, meulé grossièrement et non rodé.

Pr. 200 g/cm²; vit. 500 t/m; 2 J = 8,8 A; R = 125 mΩ; L = 490 μH. Petites étincelles (1).

FIG. 124.

bien que les contacts se bornent à quelques bandes étroites, la tension avant coupure ne dépasse pas 1 volt et le balai ne se rode que très peu, même au bout d'un quart d'heure de rotation à 1300 t/m sous une pression de 500 g/cm².

Le cliché 333 (fig. 125) montre un fonctionnement de balai rodé à nouveau, avec fortes étincelles; on y remarque que les coupures sont très courtes, les pointes étant invisibles et en dehors de la figure; les tensions avant coupure sont tantôt de 1 volt, tantôt de 2 volts environ. Comme pour le Z +, on aperçoit de petites étincelles aux autres isolants.



Même balai GS —, rodé à nouveau; pr. 240 g/cm²; vit. 1440 t/m; 2 J = 8,7 A; R = 125 mΩ; L = 490 μH. Étincelles formidables (8).

FIG. 125.

En résumé, le fonctionnement ne diffère pas notablement de celui du Z —, et il faudrait organiser une série d'expériences méthodiques pour les différencier nettement; le balai GS — semble cependant donner une étincelle encore plus courte que le Z —.

Le balai QS_4 — garde donc un fonctionnement à part, vraisemblablement dû à sa composition chimique spéciale qui modifie la nature de l'étincelle à laquelle il sert d'anode, et non à sa haute résistivité : il serait donc intéressant, au point de vue industriel, de chercher à obtenir le même résultat, avec une résistivité beaucoup moindre.

L'ensemble des expériences de ces deux derniers chapitres conduit au résultat principal suivant : le rôle des phénomènes de contact dans l'obtention d'une bonne commutation est beaucoup moins important que celui qu'on lui a prêté généralement dans ces dernières années. Par suite, il nous a paru intéressant de chercher à mettre en évidence le rôle primordial et souvent controversé des divers champs dans le phénomène de la commutation ; nous allons donner dans le chapitre suivant le résultat de nos recherches.

CHAPITRE VIII

ESSAIS SUR DYNAMO : ROLE DU CHAMP DE L'INDUIT

Nous nous sommes proposé dans ces essais d'étudier spécialement le rôle du champ propre de l'induit dans la commutation, la façon dont il faut entendre la self-induction de la section et la méthode par laquelle on peut mesurer cette self-induction.

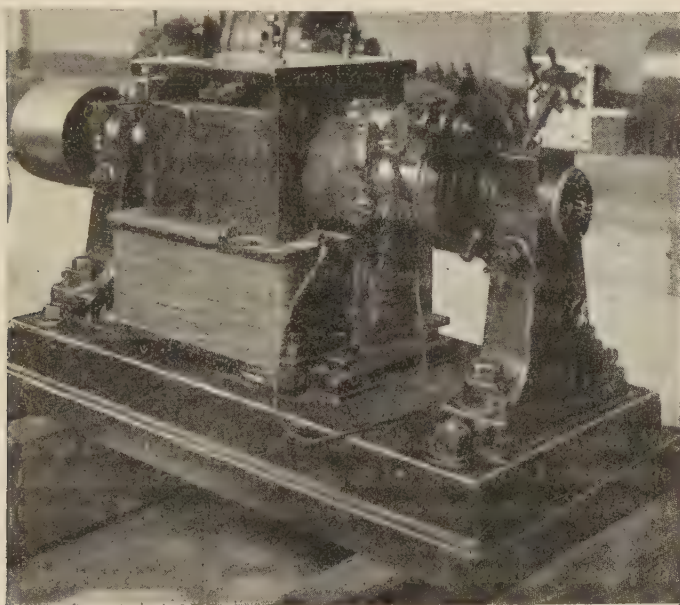


FIG. 126. — Dynamo Rezniewski.

La question la plus importante, et d'où découlent toutes les autres, réside dans le rôle exact du champ transversal de l'induit.

Pour l'élucider, nous avons utilisé une dynamo d'un type ancien qui fut un des précurseurs de la dynamo moderne avec l'induit en tambour denté, une dynamo Rezniewski, représentée dans la figure 126, et qui peut fournir 50 A sous 115 V, à la vitesse de 1750 t/m.

Constantes principales de la dynamo R : dispositif d'essais. —

Dans cette dynamo, la denture est très ouverte (voir *fig. 127*, une tôle de l'induit); l'ouverture de l'encoche est, en effet, de 11 mm, pour un entrefer de 2 mm sur le rayon, ce qui nécessite des pièces polaires feuilletées; dans la dynamo en question, l'inducteur est tout entier feuilleté et composé de tôles minces comme l'induit. Les flux variables de toute nature qui peuvent se développer dans le fonctionnement de la dynamo sont alors très peu amortis (puisque'il n'y a pas de pièces conductrices massives), et la machine se prête très bien à leur mise en évidence et à leur étude.

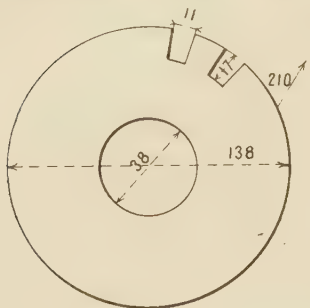


FIG. 127. — Tôle de la dynamo R (Rechniewski).

D'autre part, l'induit est bobiné en tambour *diamétral* et fort peu divisé, puisqu'il comporte seulement 18 sections de chacune 6 spires, placées dans 18 encoches, à raison de deux demi-sections superposées dans chaque encoche, à la façon moderne; l'enroulement est toutefois exécuté en *chignon*, et non sur gabarit, ce dernier procédé n'étant pas connu à l'époque de la construction de cette machine.

Le petit nombre de sections permet de mettre mieux en évidence les divers phénomènes de la commutation qui sont exagérés et d'étude ainsi plus facile.

Le développement périphérique de l'induit est de 43,4 cm, et l'intervalle interpolaire égal à 6,4 cm, soit :

$$100 \cdot \frac{6,4}{21,7}, \text{ environ } 30 \text{ 0/0 du pas polaire.}$$

Le circuit magnétique a la même forme sensiblement que dans le type Gramme supérieur. La dynamo est compound, mais l'enroulement à gros fil n'a pas été utilisé dans nos essais; l'enroulement à fil fin comportait 2523 spires.

A titre de renseignement, la figure 128 donne la caractéristique à vide de la dynamo, à la vitesse de 1750 t/m, en fonction des ampère-tours de l'inducteur.

Le collecteur à 18 lames a 105 mm de diamètre, ce qui donne pour la longueur périphérique d'une lame, isolant compris,

$$\frac{105 \times 3,14}{18} = 18,3 \text{ mm.}$$

La résistance d'une section est 12 mΩ.

Pour ne modifier en rien le fonctionnement de la dynamo, étant donné d'ailleurs que nous n'avions pas pour but de reprendre les essais d'Arnold et de Jordan, mais seulement de vérifier quelques points particuliers du rôle des flux, nous nous sommes contenté de monter sur le collecteur deux bagues en laiton isolées, reliées par des vis à deux lames consécutives du collecteur, afin de relever à l'oscillographe la tension induite dans la section correspondante; nous avons de plus disposé, à côté de chaque balai, un petit frotteur en laiton mince permettant de prendre également la tension entre le balai et un point fixe dans l'es-

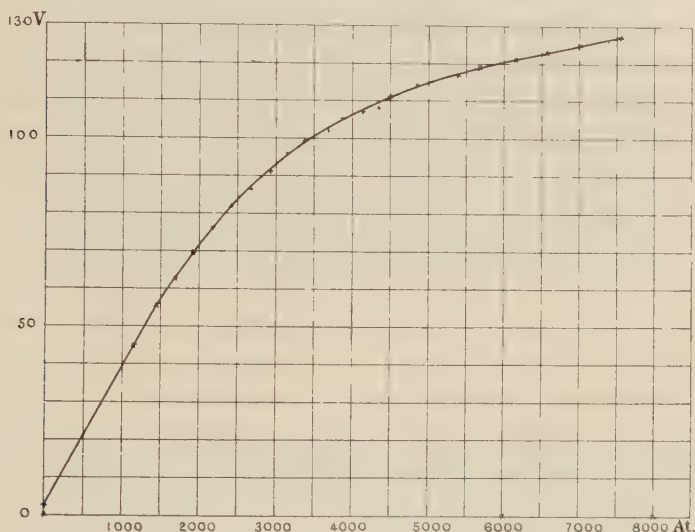


FIG. 128. — Caractéristique à vide à 1 750 t/m de la dynamo R.

pace sur le collecteur. Dans certains essais, un contact électrique sur bague supplémentaire indiquait grossièrement le temps du court-circuit de la section sous le balai.

On employait un seul balai par ligne, constitué par un bloc Z du « Carbone », de 15 mm de développement périphérique sur 20 mm de largeur les lames ayant 18,3 mm d'épaisseur, le balai ne pouvait commuter qu'une seule section. Le nombre de lames étant pair, et les balais symétriquement placés aux extrémités d'un diamètre, il y avait deux sections commutées symphasiquement sous les deux balais, ces sections étant situées dans les deux mêmes encoches.

On sait que si le champ inducteur est fixe dans l'espace et dans le temps, à vide par exemple, et si ses deux demi-périodes successives sont égales au signe près (autrement dit, si la répartition du champ suit la même loi, au signe près, le long des deux pôles de l'inducteur), la courbe

de la tension engendrée dans la section par une rotation uniforme, relevée à l'oscillographe, représente aussi la loi de répartition du champ dans l'entrefer.

Si le champ est fixe dans l'espace et dans le temps, mais différent sous les deux pièces polaires, la courbe de la tension produite dans une section *diamétrale* représente la courbe de répartition du champ, débrassée de ses harmoniques pairs.

Enfin si le champ n'est pas fixe dans l'espace ou s'il subit des variations dans le temps, la courbe de tension de la section représente toujours la valeur $-n \frac{d\Phi}{dt}$, suivant la loi générale de l'induction, mais non plus la répartition du champ dans l'espace.

La figure 129 (cliché 5') et la figure 130 (cliché 6') représentent la tension entre lames voisines (que nous appellerons tension de section), dans la marche à vide, la première sans balais, la seconde avec balais calés sur la ligne neutre.

Les dentelures de la courbe proviennent de la denture de l'induit qui provoque des variations périodiques du flux principal de l'inducteur par suite des variations de réluctance de l'entrefer : le champ n'est pas fixe dans le temps, il subit une variation périodique de fréquence égale à 48 fois celle du flux dans l'induit.

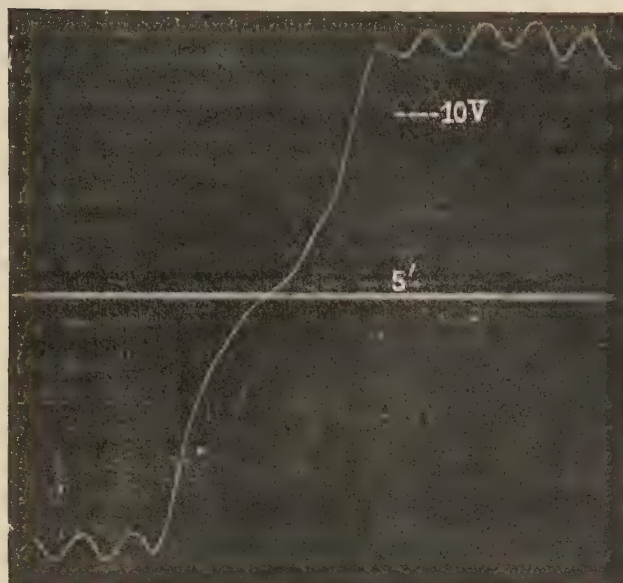
Les irrégularités constituées par des pointes très petites visibles dans la figure 130 proviennent des phénomènes de la commutation.

Les photographies étant prises à une vitesse quelconque du miroir oscillant, l'échelle des temps est variable d'un cliché à l'autre.

Étude du champ statique de l'induit. — Nous avons d'abord relevé au balistique le champ statique de l'induit, alimenté par un courant extérieur continu ; les balais, calés dans la ligne neutre, reposaient seulement sur une lame et le circuit inducteur n'était pas excité.

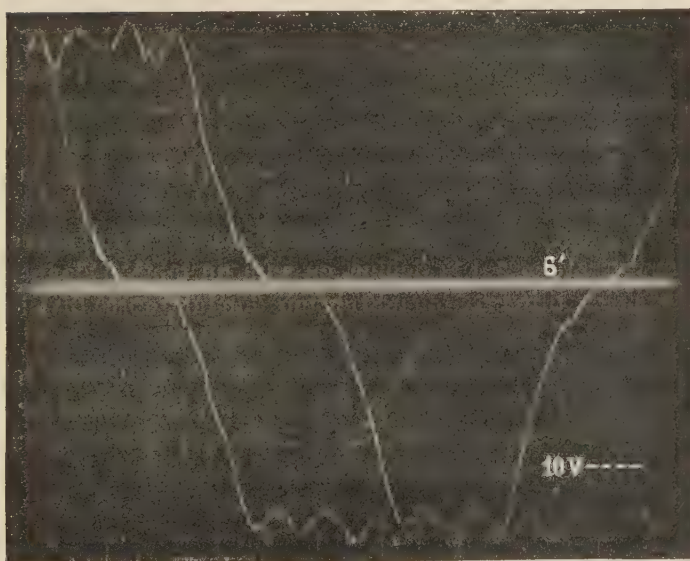
Pour cela, nous avons disposé autour d'une dent de l'induit une bobine en fil fin, très serrée sur la dent et contenant 20 spires ; cette bobine était reliée à un galvanomètre balistique étalonné préalablement. On réglait l'induit de façon que les balais soient exactement dans la ligne neutre, en branchant un voltmètre sensible (voltmètre Chauvin à aimant permanent, sensibilité 3 volts) aux bornes des inducteurs et vérifiant que la coupure du courant d'induit ne donnait qu'une élévation insignifiante. Le réglage est ainsi extrêmement sensible, car une rotation de l'induit, déplaçant la lame de collecteur de 1 mm, produisait une élévation notable au voltmètre dans l'un ou l'autre sens.

Ceci posé, on plaçait d'abord la dent munie de la bobine d'exploration (fig. 131) dans la ligne neutre d'inducteur en haut (en X), on réglait la



Vit. 1 400 t/m ; $i = 1,9$ A.

FIG. 129. — Tension entre lames à vide (bala's enlevés).



Vit. 1 440 t/m ; $i = 1,95$ A ; $U = 89$ V.

FIG. 130. — Tension entre lames à vide (balais à la ligne neutre).

position exacte par le voltmètre, comme il vient d'être dit, et on coupait le courant d'induit, ce qui donnait une élongation au balistique.

On faisait ensuite tourner le collecteur d'une lame, de façon à amener la lame suivante à la place de la précédente. On notait 1 la première position, et 2 la seconde.

Dans la figure 131, représentant le bobinage de l'induit, réduit suivant

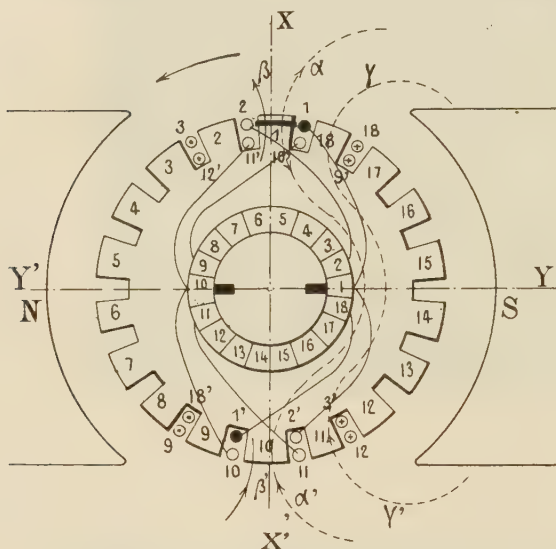


FIG. 131. — Schéma de l'induit de la dynamo R.

l'usage à une spire par section, on a donné le même numéro au conducteur d'aller (placé en haut dans l'encoche), à la lame de collecteur à laquelle il est relié et à la dent qui le précède dans le sens du mouvement qui, dans nos essais, a toujours été de droite à gauche, en regardant en bout le collecteur.

Dans la position 1, le balistique enregistre le flux dans la dent 1 ; dans la position

2, c'est la lame de collecteur 18 qui vient se substituer à la lame 1, et la dent 1 vient se placer dans la position qu'occupait précédemment la dent 2 ; le voltmètre permettait de fixer l'induit dans la position neutre rigoureuse.

En relevant ainsi pour les dix-huit positions de l'induit successives le flux dans la dent portant la bobine, on aura un tableau donnant sensiblement la répartition statique du champ d'induit, après division par la surface connue de la dent, soit $1,2 \times 22 = 26,4 \text{ cm}^2$.

Le tableau obtenu est donné ci-dessous, et est également représenté par la courbe, en ligne brisée, de la figure 132. Chaque valeur de $\mathfrak{B}$ est déduite de deux lectures successives au balistique dans les deux sens de déviation, et correspond à un courant de 30 A dans l'induit.

N°...	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
ℑ...	+ 630	665	1720	1090	203	— 468	— 1090	— 1280	— 740	
N°..	10	11	12	13	14	15	16	17	18	1
ℑ..	— 700	— 750	— 1580	— 1730	— 913	+ 320	1620	2450	765	620

Le tableau et la courbe montrent que le champ d'induit est peu variable dans la zone correspondant à trois dents, soit une dent de part et d'autre de celle qui est située dans la ligne neutre : il a bien la forme classique, sauf qu'il est un peu irrégulier, au point de vue de l'induction aux cornes polaires, à cause vraisemblablement de la petitesse de l'entrefer et du peu de régularité de la pièce polaire elle-même.

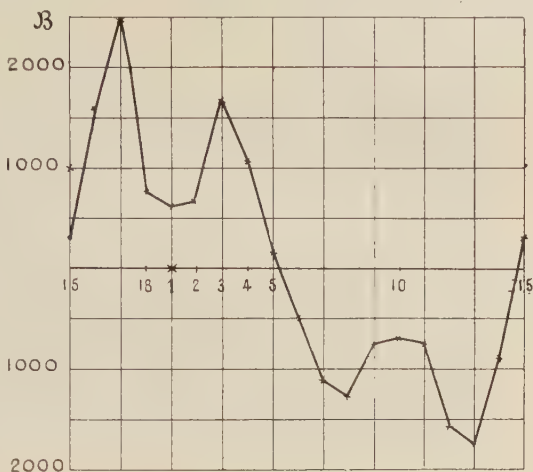


FIG. 132. — Champ statique de l'induit relevé au balistique, avec balais à la ligne neutre.

En tout cas, on y remarque que le rapport de la moyenne des flux des six dents de la zone neutre de l'inducteur à la moyenne des quatre flux aux cornes polaires a pour valeur :

$$\frac{765 + 625 + 665 + 740 + 700 + 750}{1720 + 1280 + 1730 + 2450} \times \frac{4}{6} = \frac{707}{1793} = \approx 0,4,$$

ce qui revient à dire que le champ de l'induit dans la zone de commutation a sensiblement pour valeur les 2/5 de son maximum, atteint au voisinage des cornes polaires.

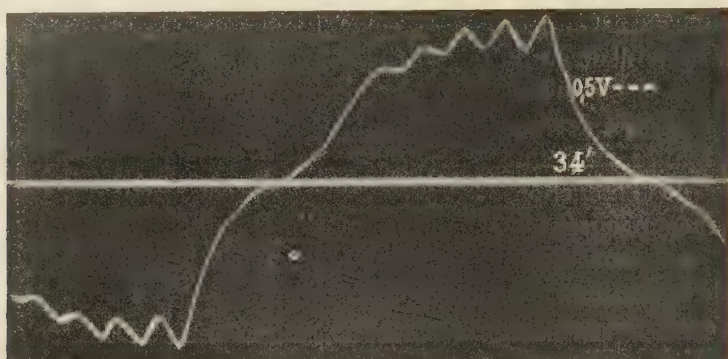
Essai en court-circuit. — Lorsqu'on fait tourner la machine en court-circuit, avec une excitation très faible de façon à obtenir le même débit, à part le phénomène de la commutation et la présence d'un très léger champ dû à l'excitation, le champ de l'induit doit être représenté par une courbe peu différente de celle-là.

La figure 133 (cliché 34') donne le faible champ produit par une excitation de 0,061 A, ou 154 ampère-tours inducteurs, relevé sous forme de tension de section, avec balais enlevés, et la figure 134 (cliché 26') la tension de section pendant le fonctionnement en court-circuit.

À l'examen de la figure 134, on voit de suite que la courbe présente l'allure générale de la forme statique du champ d'induit, avec trois différences très nettes.

1° En plus du gros trait qui donne l'allure générale, il y a un grand nombre de pointes aiguës, dont la plus grande correspond au passage à la ligne neutre d'inducteur, c'est-à-dire sous le balai (ce passage est

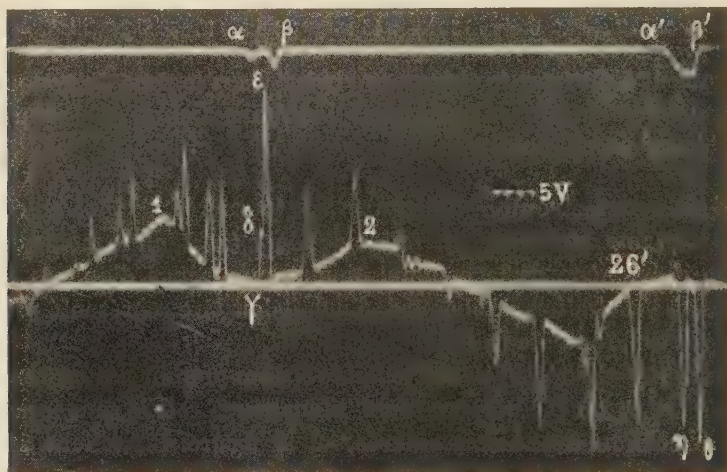
indiqué par un contact électrique $\alpha\beta$ sur la droite située en haut de la figure); l'importance de ces pointes va en diminuant de part et d'autre jusqu'aux zéros de la courbe, où elles changent de sens.



Vit. 1400 t/m; excitation $i = 61$ mA.

FIG. 133. — Tension de section (balais enlevés).

La pointe principale γ est tout simplement la f. é. m. de self-induction développée dans la section au moment final de la commutation. La commutation est ici très mauvaise, car la self-induction de la section est



Vit. 1400 t/m; excitation $i = 61$ mA; $I = 26$ A. Fortes étincelles.

FIG. 134. — Tension de section en court-circuit.

considérable ⁽¹⁾, la résistance est très petite et les balais sont placés à la

(1) Environ 120 μ H, contre une résistance ohmique de 12 m Ω , soit une constante de temps égale à 10 ms, alors que, dans les dynamos modernes cette constante de temps est de l'ordre de grandeur de 1 à 2 ms.

ligne neutre de l'inducteur, sans champ de commutation : l'inversion de courant se fait presque complètement par l'étincelle, après une variation très faible pendant le passage du balai, comme dans le cliché 270 de la figure 100, p. 225.

Les autres pointes sont dues à l'action mutuelle des sections commutées successivement, sur la section en étude, dans ses diverses positions : comme le coefficient d'induction mutuelle va en diminuant à mesure que les sections s'écartent, les pointes deviennent de plus en plus petites, mais elles gardent longtemps une valeur notable.

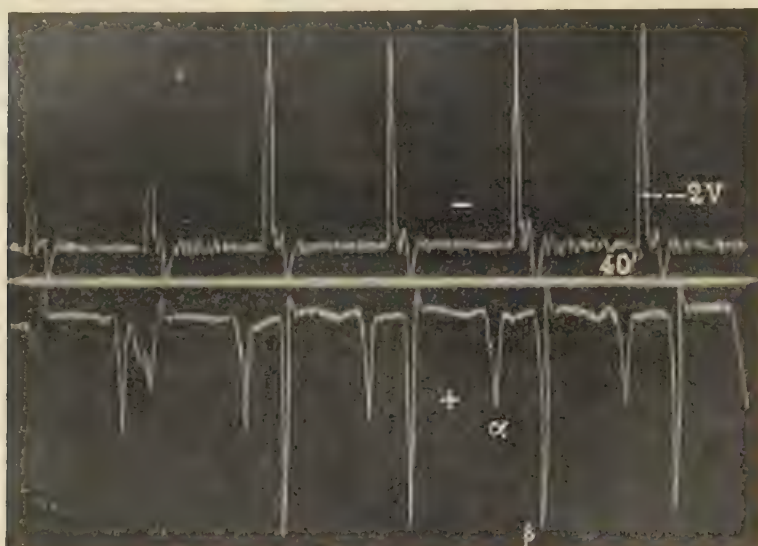
Si maintenant on compare les deux commutations $\alpha\beta$ et $\alpha'\beta'$ sous les deux balais, on constate que la pointe $\gamma\epsilon$ est grande et unique (la tension correspondante est 11 V), tandis qu'il y a en $\alpha'\beta'$ deux pointes très rapprochées, γ et θ ; ce fait s'explique de la façon suivante :

Les deux sections commutées simultanément sous les balais positif et négatif sont situées dans la même paire d'encoches et présentent un coefficient d'induction mutuelle sensiblement égal à leur coefficient d'induction propre, comme le confirment les mesures qui seront données plus loin ; par suite, les tensions de section dépendent de l'action simultanée, et au même titre, des courants dans les deux sections. Les lois de variation de ces courants peuvent différer notablement avec les contacts et, en particulier, il arrive souvent que l'une des deux commutations se termine avant l'autre.

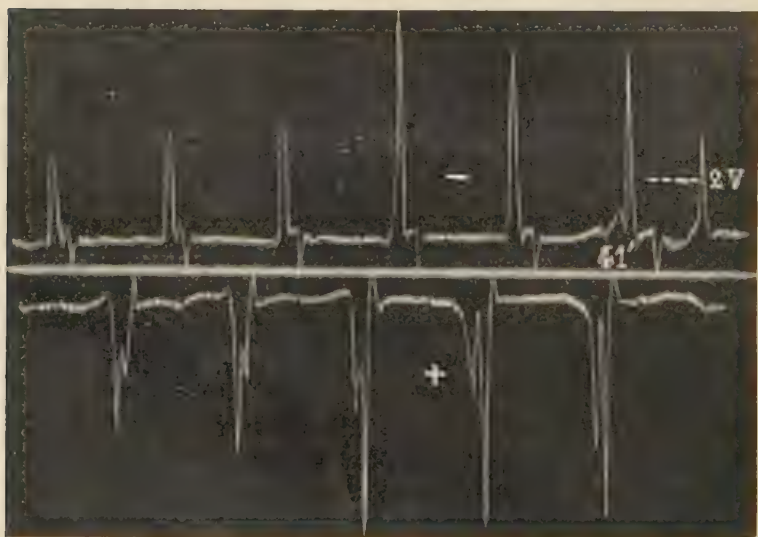
La pointe de coupure est réduite pour la commutation qui se termine la première (7,8 volts), parce que le fait que l'autre section est encore en court-circuit amortit considérablement la variation de flux ; pour l'autre le même amortissement n'existe pas ; la variation finale de flux produit seulement des f. é. m. dans toutes les autres sections ; mais, comme ces sections ne sont pas individuellement fermées sur des circuits peu résistants, il ne résulte de ce fait que la production des pointes visibles sur le cliché sans amortissement. Comme, d'autre part, ces f. é. m. d'action mutuelle sur les autres sections sont inversées de part et d'autre de l'axe des pôles, leur résultante totale entre balais est sensiblement nulle et n'intervient pas dans la tension aux bornes. La seconde pointe θ du cliché 26' correspond à une f. é. m. induite dans la section après que sa commutation est terminée, par l'action de l'autre section à commutation plus tardive.

Dans un essai en court-circuit, à vitesse 310 t/m, nous avons relevé les courbes de tension entre un point du collecteur un peu en avant de l'arête de sortie du balai et le balai. Ces courbes sont données dans la figure 134 bis. Dans le cliché 40', la commutation se faisait très tôt sous le balai + qui touchait mal à la sortie et ne crachait pas, tandis que le balai — crachait notablement (pointe de 6 à 8 volts).

On voit sur le tracé inférieur (balai +) une première pointe α , coupure



Commutation plus courte sous le balai +.



Après réglage.

Vit. 510 t/m; $I = 16 \text{ A}$; exc. $i = 0,12 \text{ A}$ sous 12 V.
En court-circuit, tension entre balai et lame avant.

FIG. 134 bis.

la commutation se fait plus tard, alors que la première a déjà quitté le court-circuit.

Après réglage du balai +, ce dernier s'est mis à cracher également, sa commutation se terminant presque en même temps que l'autre, quoique encore un peu plus tôt, comme le montrent les pointes accolées et mélangées du cliché 41'.

2° La courbe de tension n'est pas tout à fait coupée au milieu de sa partie oblique par l'axe des temps; cela résulte de la superposition au champ induit du très petit champ inducteur nécessaire pour produire le courant en court-circuit : les deux champs inducteur et induit, étant de même sens à la corne de sortie et de sens contraire à la corne d'entrée, le sommet arrière 1 est plus élevé que le sommet avant 2, les clichés étant toujours parcourus de gauche à droite.

3° *La courbe, au lieu de présenter un minimum d'amplitude égal aux deux cinquièmes de celle des sommets comme à l'état statique, tombe à zéro dans la zone neutre de l'inducteur.*

Nous touchons là au point controversé du rôle du champ transversal de l'induit et le cliché 26' de la figure 134 établit nettement ce point contesté.

Alors que le champ est appréciable dans cette zone, le fait que la f. é. m. est nulle dans la section prouve qu'il n'y a pas de variation de flux dans la section et par suite que le flux se déplace avec elle.

En effet, comme il a déjà été dit plus haut, la commutation dans la section, par suite de l'absence de champ de commutation, d'une part, et d'autre part, à cause de la faible valeur de la résistance ohmique, du peu d'importance des f. é. m. de contact et de la grande valeur de la self-induction, se fait sensiblement de la façon suivante : pendant presque tout le passage sous le balai, le courant varie très peu dans la section et l'inversion se fait brusquement dans l'étincelle finale.

Considérons, dans la figure 131, la section 1-1' qui va entrer en commutation. Le flux à travers la section 1-1' peut être décomposé en flux traversant l'inducteur et en flux transversal n'intéressant pas l'enroulement inducteur.

Supposons d'abord que le flux inducteur, d'ailleurs extrêmement petit en court-circuit, soit constant à travers la section pendant son déplacement, et ne nous occupons que du flux transversal ; nous reviendrons au flux inducteur ensuite.

Tant que le courant ne varie pas dans la section, rien n'est changé à la valeur et à la disposition des ampère-tours de l'induit par rapport à cet induit et, comme il tourne, ses ampère-tours tournent avec lui : le champ est entraîné en avant.

Si l'induit tournait dans un espace libre, sans pôles inducteurs, le champ ne subirait pendant cette rotation aucune variation d'amplitude : dans notre cas, par suite de la présence des pôles inducteurs, il se dé-

forme en tournant ; mais, comme la réluctance des lignes de force partant de la zone neutre est sensiblement la même pour toutes les lignes de la partie centrale de cette zone (comme le montre la forme du champ statique), la partie du flux d'induit traversant la section 1-1', qui s'échappe par les dents 1 et 10, est entraînée librement avec la section et la dent et ne subit pas de variation notable, ce qui explique que la f. é. m. est nulle dans la section pendant ce temps.

Il n'en est pas de même dans les sections qui s'écartent de la ligne neutre : la réluctance est rapidement variable aux cornes polaires et le champ de l'induit à travers ces sections ne participe pas librement au mouvement de l'induit : des f. é. m. y sont produites tant par la variation du champ que par le déplacement relatif.

Au moment où l'inversion de courant se produit brusquement dans la section sous le balai, la répartition des ampère-tours change sur l'induit et le champ revient en arrière de l'intervalle d'une dent ; à ce moment toutes les sections, mais particulièrement la section dans la zone neutre et ses voisines, subissent une modification rapide du flux et sont soumises à des f. é. m. représentées par les pointes du cliché 26' de la figure 134.

En résumé, le champ de l'induit se déplace et exécute une oscillation périodique, dont la période correspond au passage d'une lame de collecteur : le déplacement est très petit pour les points situés sur les pièces polaires et au voisinage immédiat des cornes polaires ; mais, dans la zone neutre centrale, ce déplacement est sensiblement le même que celui de l'induit et il n'y a pas de f. é. m. due à un flux transversal (ce que l'on appelle e_q dans l'école d'Arnold) produite dans les sections qui s'y trouvent : au moment du renversement brusque du courant, le champ revient brusquement en arrière à son point de départ. Sous les pièces polaires, le déplacement du champ ayant été très petit, l'oscillation brusque de retour se fait peu sentir ; il y avait une f. é. m. notable produite par le déplacement de l'induit dans le champ sensiblement fixe, f. é. m. qui était par suite proportionnelle au champ, mais la pointe d'à-coup est petite ; dans la zone neutre, au contraire, la f. é. m. était à peu près nulle pendant la première partie de l'oscillation, et elle est formidable pendant le retour brusque du champ.

Avant la commutation, la spire 1-1' était traversée (*fig. 131*) par le flux $\alpha\beta$ s'échappant de la dent 1 et rentrant par la dent 10 ; après la commutation, elle sera venue dans la position 2-2' et sera traversée par le même flux en sens inverse. Le phénomène de la commutation consiste essentiellement dans l'inversion de ce flux pendant le court-circuit : cette inversion se fait le plus généralement par la fourniture d'un flux égal et contraire provenant, soit de l'inducteur principal, soit de pôle auxiliaire ;

aucune f. é. m. e_q , provenant soi-disant d'un déplacement de l'induit dans son champ, n'y intervient ; mais le flux à commuter n'est pas seulement produit par la section, il est engendré par *tous* les ampère-tours de l'induit à travers la section considérée.

Il est facile de voir ce qui va se passer quand le courant, au lieu de ne varier dans la section qu'au moment final, suit une loi quelconque.

Si la variation est linéaire, la modification des ampère-tours est telle que le champ entraîné dans un sens par la rotation est ramené en arrière par le jeu de la variation des ampère-tours, de telle façon que finalement il reste fixe dans l'espace : et alors il est indifférent de considérer que la f. é. m. induite est due au déplacement de la section dans le champ ou à la variation du flux total.

Mais, quand la loi cesse d'être linéaire et devient quelconque, le mouvement du champ dans l'espace (pour les lignes de force de la zone de commutation) est la différence de l'entraînement en avant par rotation et du rappel en arrière par variation des ampère-tours ; la f. é. m. produite dans la section entraînée par la rotation provient exclusivement du déplacement dû à la variation des ampère-tours.

Il n'est plus alors indifférent de faire intervenir des f. é. m. dues à un déplacement dans un champ fixe, ou des f. é. m. provenant d'une variation du flux total symphasique de i ; c'est cette dernière conception qui est seule exacte.

On peut encore écrire l'équation de commutation sous la forme classique, mais il faut appeler coefficient d'induction de la section une valeur correspondant au flux total traversant la section sous l'action de tous les ampère-tours de l'induit et s'échappant par la dent en dehors de l'inducteur, et non au flux de fuite de dent à dent ; il n'y a pas alors à considérer de f. é. m. due au déplacement de l'induit dans son champ, mais seulement au déplacement de l'induit dans le champ inducteur ou champ de commutation.

C'est la conception de Fischer-Hinnen, qui est la seule exacte, contrairement à l'opinion d'Arnold ⁽¹⁾. Sans donner de cette conception une démonstration aussi complète que celle que nous venons de tracer, Fischer-Hinnen l'a indiquée dès le début de ses travaux sur la commutation, comme nous l'avons montré au commencement de notre étude bibliographique ⁽²⁾.

Il est vrai qu'Arnold, se rendant compte que le champ induit se déplace, signale qu'il faut ajouter à la f. é. m. e_q des f. é. m. supplémentaires pour tenir compte des oscillations supérieures du champ d'induit ; mais le calcul est des plus compliqués et des moins sûrs ; combien plus simple est la

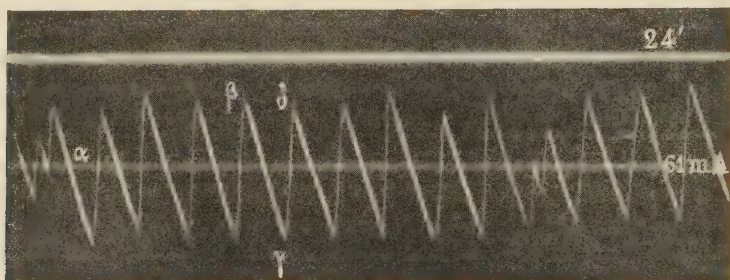
⁽¹⁾ Voir p. 75.

⁽²⁾ Voir p. 18.

conception de Fischer-Hinnen, à la place de cette décomposition fictive!

Examinons maintenant quel rôle joue le champ à travers l'enroulement inducteur que nous avons supposé constant dans la section. Ce champ résultant se compose de deux éléments : le champ produit par l'inducteur et le champ produit par l'induit.

Dans la dynamo en fonctionnement normal, le champ dû au courant inducteur varie dans la section pendant sa rotation et pour les balais convenablement placés facilite la commutation; dans notre essai en court-circuit, ce champ est très petit et sa variation est négligeable dans la commutation. Mais, si on observe à l'oscillographe le courant inducteur successivement à vide et en court-circuit, on obtient le cliché très curieux 24' de la figure 135; à vide, le courant inducteur est cons-



Vit. 1 400 t m; $I = 25$ A.

FIG. 135. — Courant inducteur à vide et en court-circuit.

tant et représenté par la droite α ; en court-circuit, il devient une ligne brisée $\beta\gamma\delta$.

Le courant inducteur était dans cet essai fourni par une batterie d'accumulateurs sous 6 volts, avec une résistance de 50 ohms intercalée dans l'inducteur dont la résistance avait environ la même valeur 50 ohms (le courant était en effet 61 mA).

Cette forme du courant inducteur s'explique très aisément.

Partons de la position représentée par la figure 131, alors que l'axe de la dent 1 est dans la ligne neutre d'inducteur. A ce moment, les ampères-tours de l'induit sont symétriques par rapport à la ligne neutre et leur résultante ne tend à produire aucun flux à travers l'inducteur. Pendant la rotation, sans variation de courant dans la section 1-1', les ampères-tours se déplacent et, si on suppose que les courants soient représentés par les points de l'encoche 3 et les croix de l'encoche 18, ils tendent à produire dans l'inducteur un flux pénétrant dans le pôle de gauche : les ampère-tours résultants croissent proportionnellement à l'angle de déplacement et, si rien ne s'y opposait, un flux serait produit dans l'inducteur, de zéro à une certaine valeur φ_0 , suivant une droite telle que

AB (fig. 136) ; au moment où l'inversion de courant s'effectue dans la section, les ampère-tours reviennent à leur position de départ et le flux s'annule suivant la droite BC, pour recommencer indéfiniment la même manœuvre. En pratique, il y a donc une réaction directe de l'induit de valeur moyenne $\frac{\varphi_0}{2}$, oscillant autour de

cette valeur moyenne de 0 à φ_0 . Mais ce flux traverse l'enroulement inducteur qui est pratiquement en court-circuit, et suivant la loi générale y développe un courant qui tend à l'éteindre et est par suite représenté au signe près par une variation de

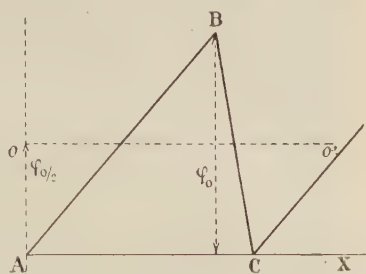


FIG. 136. — Flux et courant dans l'inducteur en court-circuit.

même nature : c'est ce que l'on trouve avec une netteté frappante dans la figure 134. Naturellement le courant induit dans l'inducteur oscille autour de la valeur de ce même courant à vide et non au-dessus ; il est représenté par $\beta\gamma\delta$ dans la figure 134, ce qui correspond, dans la figure 136, à ABC par rapport à l'axe OO' et non par rapport à AX : le flux moyen $\frac{1}{2}\varphi_0$ n'agit pas pour produire un courant, il se combine seulement avec le flux inducteur principal (par soustraction, car il est antagoniste dans la dynamo) pour donner le flux résultant ; seules les variations du flux autour de la moyenne produisent le courant $\beta\gamma\delta$.

Les irrégularités du cliché 24' proviennent des irrégularités de la commutation, car la ligne brisée suit la variation du courant dans la section combinée avec la rotation ou, ce qui revient au même, l'oscillation du flux de l'induit dans l'espace.

Dans ce cliché, le courant débité est 25 A ; il y a deux sections de 6 spires en commutation en même temps, cela fait une production de

$$2 \times 12 \times \frac{25}{2} = 300 \text{ ampère-tours antagonistes,}$$

et, comme il y a 2523 spires sur l'inducteur, cela correspond à une variation maximum de 120 mA pour le courant inducteur : le cliché accuse une variation de 80 mA, ce qui montre que les 2/3 environ du flux sont étouffés, le reste correspondant aux fuites du système induit-inducteur.

Essai avec alimentation extérieure de l'induit. — Si, au lieu de faire tourner la dynamo avec une légère excitation en court-circuit, on fournit à l'induit un courant provenant d'une source extérieure, avec

balais ~~calés~~ dans la ligne neutre, on pourra à volonté laisser le circuit inducteur ouvert ou le fermer en court-circuit, et on pourra ainsi compléter l'étude précédente.

Le cliché 47' de la figure 137 se rapporte au cas de l'inducteur ouvert (le bifilaire est insuffisamment amorti). Comparé au cliché 26' de la figure 134, en court-circuit, il manifeste les deux différences principales suivantes: 1° à la zone neutre la f. é. m. descend au-dessous de l'axe des temps, c'est-à-dire est en sens inverse de celle que produirait le déplacement de la section dans le champ transversal d'induit, s'il était fixe; 2° les pointes de tension restent très grandes pour les sections voisines de celle qui est commutée, presque égales à la pointe maximum.

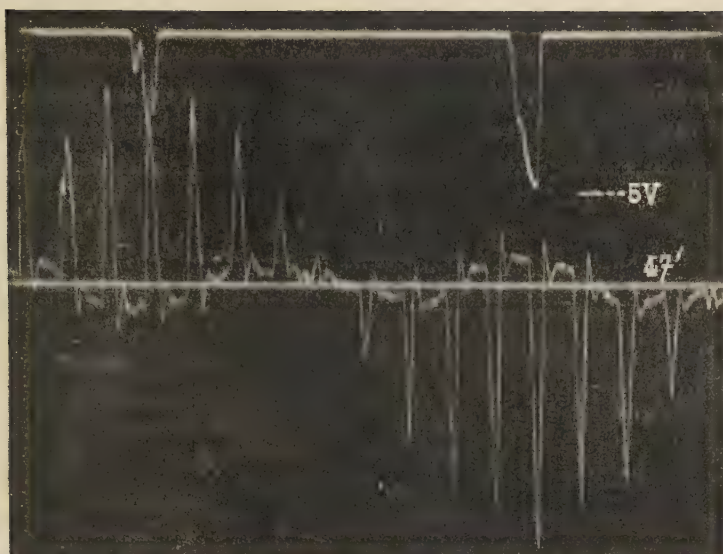
Ces deux résultats proviennent de la présence du flux variable à travers l'inducteur, créé par le déplacement des ampère-tours de l'induit, et non étouffé ici.

Ce flux traverse la section commutée dans le même sens que le flux transversal avant commutation et, comme il croit à travers la section pendant la rotation, il donne une f. é. m. de sens inverse au courant, c'est-à-dire qu'il favorise la commutation pendant le déplacement des ampère-tours en avant; mais, pendant le retour du champ en arrière, il décroît rapidement et donne une f. é. m. de sens défavorable: il agit donc à ce point de vue un peu comme la résistance ohmique de la section, favorisant d'abord le renversement, puis s'y opposant ensuite; toutefois, son action dépend, non du sens du courant, mais de l'écart entre le courant dans la section et la valeur que ce courant aurait dans la commutation linéaire; autrement dit, il dépend du déplacement des ampère-tours induits dans l'espace et n'existe pas dans la commutation linéaire.

Le fait que les pointes de tension décroissent peu autour de la section commutée provient de ce que ce flux traverse presque en entier toutes les sections qui sont en dehors des pièces polaires et même aux cornes polaires: l'induction mutuelle de la section commutée et des voisines est augmentée de ce fait; la tension de section aux cornes polaires est notablement abaissée pour la même raison.

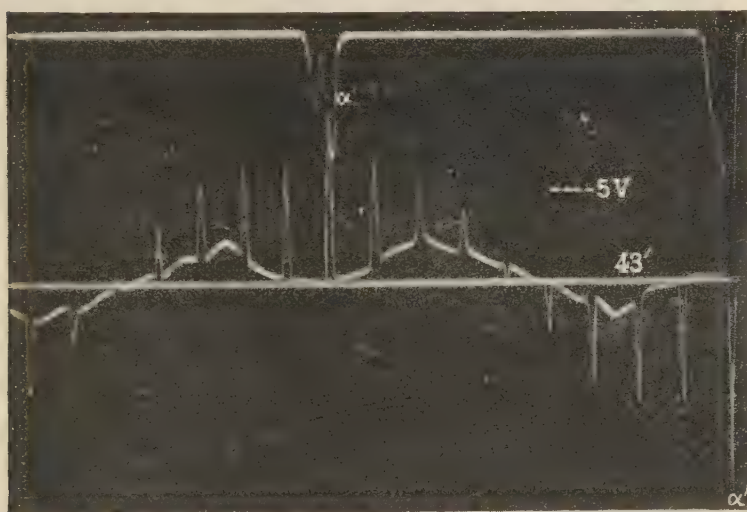
Si maintenant on ferme l'enroulement inducteur en court-circuit, on se retrouve dans le cas des essais précédents, à part la suppression du champ inducteur très faible dû au courant d'excitation; on doit donc obtenir une courbe de tension très analogue à celle de la figure 134: c'est ce qui arrive, comme le montre le cliché 43' de la figure 138, pris avec inducteur en court-circuit; et le cliché 44' de la figure 139, donnant le courant dans cet inducteur en court-circuit, reproduit identiquement, à part l'absence du courant inducteur principal, le cliché 24' de la figure 135.

Tout cet ensemble se corrobore donc complètement.



Vit. 1350 t/m; $I = 22$ A.

FIG. 137. — Tension de section : alimentation extérieure avec inducteur ouvert.



Vit. 1350 t/m; $I = 22$ A.

FIG. 138. — Tension de section : alimentation extérieure avec inducteur en court-circuit.

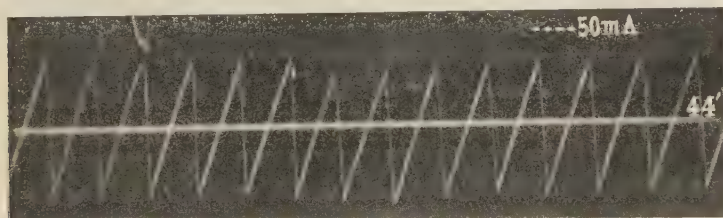
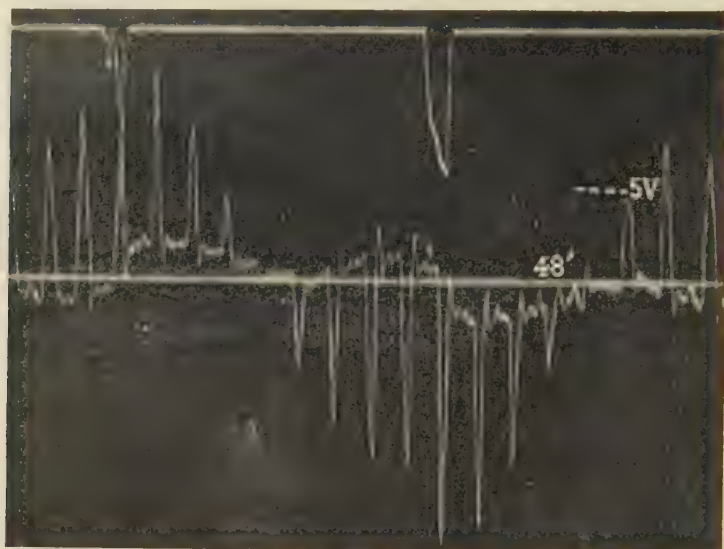
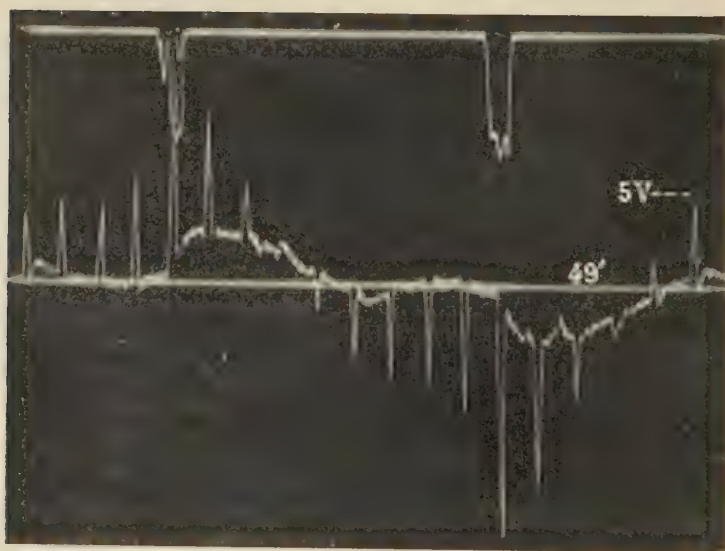


FIG. 139. — Courant dans l'inducteur en court-circuit.

En pratique, le circuit de l'inducteur étant dans la dynamo shunt fermé sur l'induit de self-induction relativement petite, se comporte



Inducteur ouvert.



Inducteur en court-circuit.

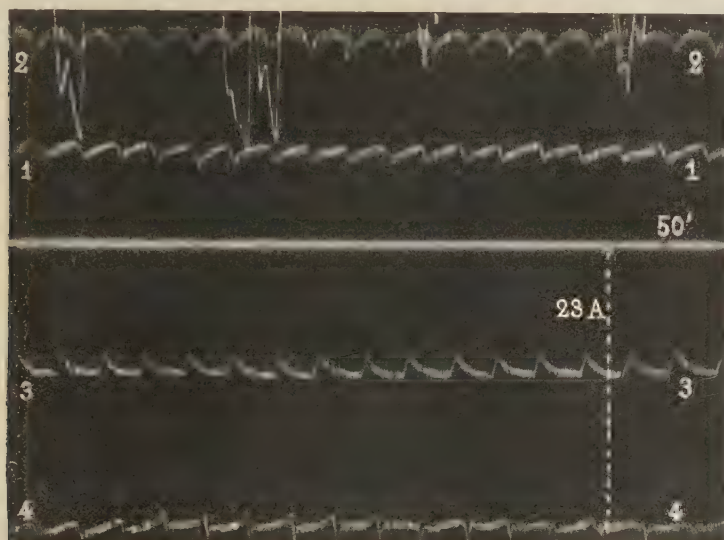
Vit. 1 400 t/m; $I = 23$ A.

FIG. 140. — Tension de section : alimentation extérieure avec balais aux cornes polaires.

comme s'il était en court-circuit et étouffe ce flux variable, qui n'intervient donc pas dans la commutation.

La figure 140 se rapporte à un essai d'alimentation extérieure de l'induit, les balais étant calés aux cornes polaires (décalés de 32 mm sur l'induit, l'intervalle interpolaire étant 64 mm) ; dans le cliché 48', le circuit inducteur est ouvert ; dans le cliché 49', il est en court-circuit ; les courbes ne diffèrent des précédentes que par la déformation du champ due aux ampère-tours antagonistes.

La figure 141 (cliché 50') donne l'allure du courant débité sur la dynamo : la courbe 4 est avec zéro sur l'axe des temps et indique l'échelle



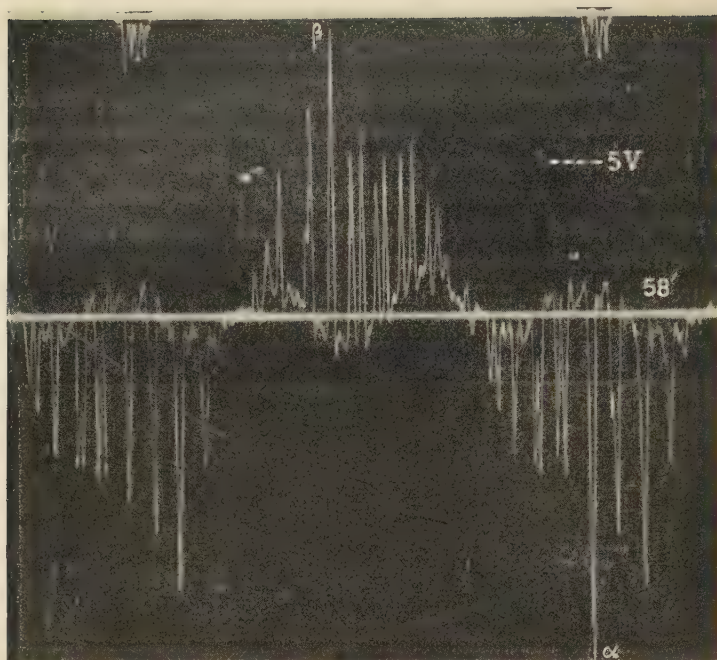
COURANT DÉBITÉ SUR LA DYNAMO :

1. Balais à la ligne neutre, ind^r. en court-circuit.
2. — — — — — , ind^r. ouvert.
3. Balais aux cornes polaires, ind^r. en court-circuit.
4. — — — — — , ind^r. ouvert.

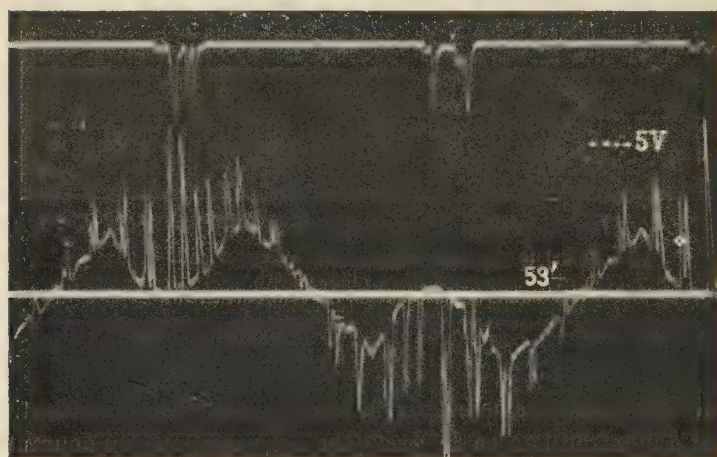
FIG. 141.

des variations, les autres courbes sont avec zéro quelconque et destinées seulement à montrer l'ordre de grandeur des variations du courant débité : il était fourni par des accumulateurs. Il n'y a lieu de tenir aucun compte des crochets indicateurs des moments de commutation ; le cliché ayant été fait en quatre poses successives, ces crochets sont nombreux et en des points quelconques.

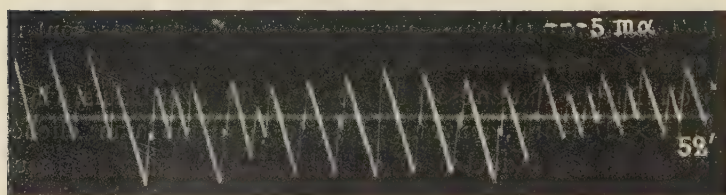
La figure 142 reproduit un essai de même nature, avec balais, à la ligne neutre, de $12 \times 27,5 \text{ mm}^2$, couvrant par suite plus d'une lame : cliché 58', inducteur ouvert ; 53', inducteur fermé en court-circuit ; 52', courant dans l'inducteur en court-circuit. Ce dernier courant est ici moins régulier, parce que les contacts sont médiocres et que les commutations



Tension de section avec inducteur ouvert.



Tension de section avec inducteur en court-circuit.



Courant dans l'inducteur.

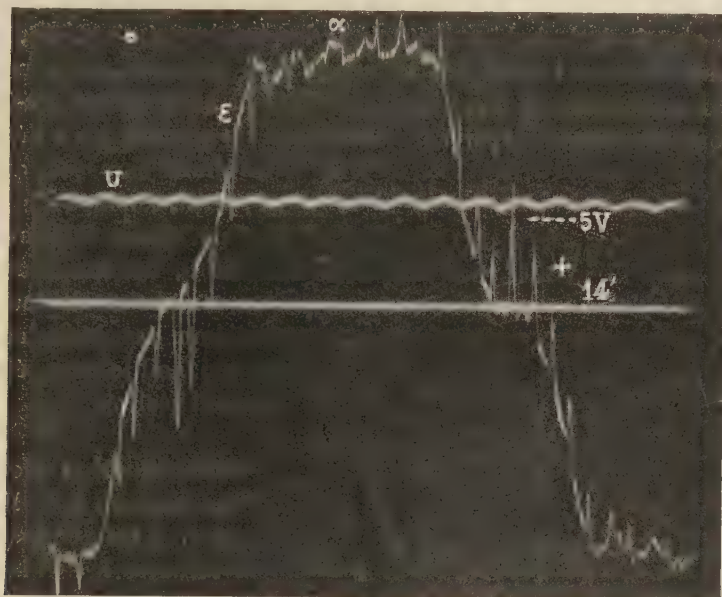
Alimentation extérieure; balais de $12 \times 27,5 \text{ mm}^2$; vit. 1400 t/m; $I = 21,5 \text{ A}$.

FIG. 142.

sont tantôt longues, tantôt courtes, avec quelquefois une seule, quelquefois deux sections en court-circuit sous chaque balai.

La dynamo R qui a servi à ces essais n'a pas une commutation convenable en régime normal et n'est pas intéressante à étudier dans ce cas. Nous donnons toutefois à titre d'exemple un cliché obtenu avec balais décalés d'environ $1/3$ du demi-intervalle interpolaire (*fig. 143*, cliché 14').

Il y a des tensions d'étincelles de 6 à 7 V à la coupure et les balais



$I = 23,5 \text{ A}$; exc. $i = 1,9 \text{ A}$; $U = 85 \text{ V}$. Fortes étincelles.

FIG. 143. — Balais décalés du tiers de l'intervalle interpolaire.

crachent en dessous : ils sont encore mal rodés. La courbe U montre la variation de la tension, assez notable; ϵ est la tension de section.

Les balais sont du type Z, de $20 \times 15 \text{ mm}^2$, plus étroits qu'une lame.

Le balai positif, après tous ces essais, s'est piqué sur une longueur de quelques millimètres, comme dans les essais des chapitres précédents ; il a été conservé et photographié en b_1 (*fig. 42*, p. 117).

MESURE DES INDUCTIONS PROPRES ET MUTUELLES DES SECTIONS

L'étude précédente montre de quelle importance dans la commutation est l'évaluation judicieuse de ce qu'il faut entendre par « self-induction » de la section ; il nous a donc paru intéressant de rechercher sur

la dynamo R quelles relations existaient entre les diverses façons de définir les inductions propres et mutuelles des sections.

Comme procédé de mesure, nous avons employé l'alimentation par un courant alternatif, sous une fréquence d'environ 400 périodes par seconde, fourni par un alternateur spécial à haute fréquence ⁽¹⁾, exécuté il y a quelque dix ans, sur nos plans ⁽²⁾, par la maison F. Henrion de Nancy.

Pour réaliser un courant suffisamment sinusoïdal, on le produisait sous une tension d'environ 200 volts et on absorbait une grande partie de cette tension dans une bobine de self-induction intercalée en série dans le circuit de la bobine à étudier : les tensions étaient mesurées avec des voltmètres thermiques soigneusement étalonnés, les courants avec des ampèremètres thermiques, les vitesses avec un compte-tours et un compte-secondes séparés ⁽³⁾ ; dans tous les calculs, on a négligé

les chutes ohmiques qui ne donnent, comme on le voit, qu'une erreur inférieure à 1/2 0/0, dès que leur valeur tombe au-dessous du dixième des inductances, ce qui était le plus généralement réalisé.

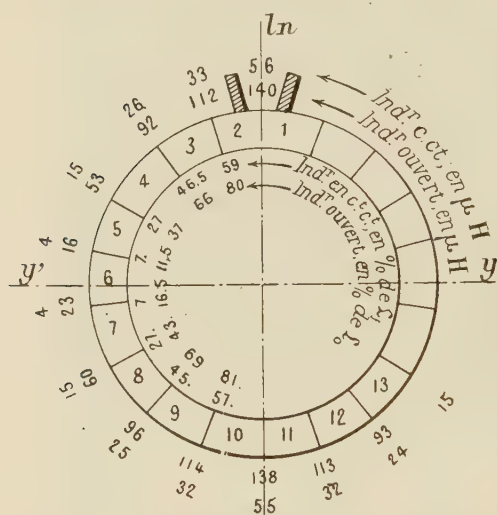


FIG. 144. — Section à la ligne neutre : coefficients d'induction propre et mutuelle.

sur les deux lames 1 et 2 appartenant à cette section.

Self-induction globale d'une section à la ligne neutre. — On a commencé par mesurer la self-induction d'une section placée exactement à la ligne neutre (l'encoche de cette section ayant son axe dans la ligne neutre marquée *ln*), en plaçant deux balais (fig. 144)

(1) C'est cet alternateur qui avait été utilisé en bout d'arbre dans le premier dispositif d'essai de commutation artificielle, décrit aux chapitres IV et V.

(2) En collaboration avec M. Brünner, ingénieur.

(3) Nous avons observé en effet que deux appareils doubles constitués par un compte-tours et un compte-secondes combinés, d'un type très connu et très apprécié, donnaient une erreur de 6 à 7 0/0, par suite de l'avance du chronomètre sous l'action des trépidations occasionnées par la grande vitesse de l'alternateur (3 000 t/m) : cette avance était d'environ 4 secondes par minute, alors que les appareils étaient très exacts au repos ou à vitesse modérée.

On ne se méfie probablement pas assez de ce type d'appareil dans les essais industriels à grande vitesse angulaire.

Le courant amené à la section se divise en deux dérivations, l'une à travers la section étudiée 1-2, l'autre à travers l'ensemble des autres sections montées en série. Cette seconde partie du courant est évidemment notablement plus faible que la première, étant donné la plus grande self-induction du second circuit dérivé; toutefois, dans une dynamo comportant un aussi petit nombre de sections (18), elle peut n'être pas négligeable. Nous l'avons toutefois laissée de côté, n'ayant pour but que de chercher des chiffres grossièrement approchés et ne voulant pas couper une liaison quelconque dans la dynamo, ce qui aurait permis d'éliminer l'erreur. Les chiffres trouvés montrent d'ailleurs que l'erreur n'est pas considérable.

Le flux de la section peut se fermer par deux chemins (*fig. 145*) : à travers l'inducteur (lignes *a* et *b*) et transversalement en dehors de cette

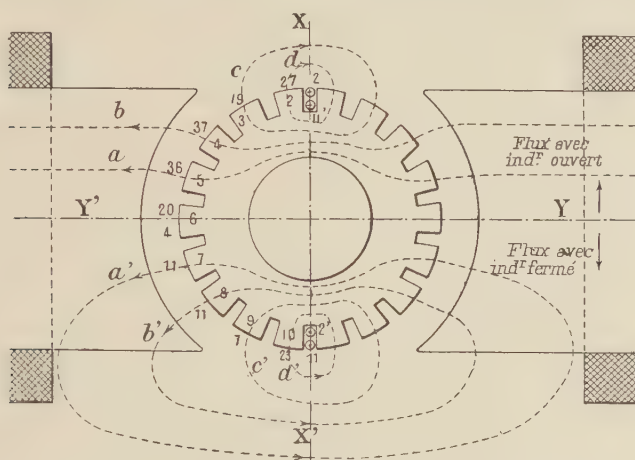


FIG. 145. — Flux global d'une bobine à la ligne neutre.

inducteur (lignes *c* et *d*). Mais, si l'enroulement inducteur est fermé sur lui-même, ou ce qui revient au même sur une impédance faible, le courant qui prendra naissance neutralisera la première portion du flux et le coefficient d'induction observé ne sera relatif qu'à la seconde partie, dite transversale. Cette partie sera d'ailleurs modifiée et complétée par des lignes *a'* et *b'* qui, repoussées par l'enroulement inducteur, se fermeront à leur tour transversalement (partie inférieure de la figure). Ce sont les fuites entre la section et l'inducteur.

Le coefficient d'induction $\mathcal{L}_0$, mesuré à circuit inducteur ouvert, sera supérieur au coefficient à circuit inducteur fermé $\mathcal{L}_f$; mais ce dernier sera toutefois plus grand que la partie de $\mathcal{L}_0$ qui correspond au flux transversal *c* et *d*. Les coefficients d'induction mutuelle entre la bobine 2-2'

et les autres bobines, mesurés en prenant la tension entre les lames correspondantes pendant l'alimentation de la section 2-2' en courant alternatif, iront en décroissant à mesure que l'on s'écartera de la ligne neutre et, pour la même raison, seront plus petits, à circuit inducteur fermé.

Les chiffres inscrits dans la figure 144, à l'extérieur du collecteur, sont le résultat des essais que nous venons de décrire : ils représentent en μH (microhenrys), sur le plus petit cercle, à circuit inducteur ouvert et sur le plus grand cercle, à circuit inducteur fermé, les coefficients d'induction propre et mutuelle relative à la section 2-2' ; les deux chiffres entre balais sont les coefficients $\mathcal{L}_0 = 140 \mu\text{H}$ et $\mathcal{L}_f = 56 \mu\text{H}$ les autres sont des coefficients d'induction mutuelle.

On remarque que le coefficient d'induction propre est réduit de plus de moitié par la fermeture du circuit inducteur et que le coefficient d'induction mutuelle avec la section logée dans la même encoche est sensiblement égal au coefficient d'induction propre.

Quant aux coefficients d'induction mutuelle avec les sections voisines, ils vont en diminuant rapidement, surtout pour le cas de l'inducteur fermé ; nous avons indiqué à l'extérieur du collecteur leurs valeurs en 0/0 du coefficient d'induction propre, le plus petit cercle avec inducteur ouvert et le plus grand avec inducteur fermé.

Le nombre des encoches n'étant pas multiple de 4, il n'y a pas de section dans la position d'induction mutuelle nulle avec la section en étude ; la faible valeur trouvée pour les deux sections les plus voisines (7 0/0 de $\mathcal{L}_f$) montre que le courant dans la dérivation constituée par les 17 sections en série est faible, sans quoi il se ferait sentir sur la valeur de la tension entre lames dans la zone sous les pôles.

La différence entre le coefficient d'induction propre et le coefficient d'induction mutuelle de la section voisine, ou entre deux coefficients de deux sections adjacentes, donne une valeur approximative du flux qui s'échappe par la dent intermédiaire ; nous avons marqué ces flux sur les dents, dans la figure 145, en haut pour les cas de l'inducteur ouvert, en bas pour celui de l'inducteur fermé, en prenant les moyennes des dents symétriques par rapport à l'axe du pôle (*y'y*, fig. 144).

On voit que ce flux passe par un maximum avant la corne polaire, puis reste sensiblement le même pour les dents sous les pièces polaires : avec inducteur ouvert, il est le plus grand pour ces dents-là ; avec inducteur fermé, il est maximum pour la dent voisine de la ligne neutre.

La différence entre les flux dans la dent 2 ou 10, avec inducteur ouvert ou fermé, 27 et 23, montre qu'il y a déjà pour cette dent un flux appréciable, quoique peu important, se fermant à travers le circuit inducteur quand il est ouvert ; la même différence, plus grande, 19 à 7, pour les dents 3 et 9, dénote là un flux déjà considérable à travers l'inducteur.

Sous les pièces polaires l'écart est naturellement élevé. Le chiffre indiqué sur la dent 6 correspond évidemment à la demi-dent seulement : la figure est symétrique par rapport à $y'y$, et c'est dans la direction $y'y$ que le flux à travers la spire change de sens ou de face d'entrée.

Le chiffre 56 μH représente le véritable coefficient d'induction de la section, pour inducteur fermé ; si la commutation se fait symphasiquement sous l'autre balai, il faut y ajouter le coefficient d'induction mutuelle avec la section logée dans la même paire d'encoches : on obtient ainsi pour le coefficient d'induction $\mathcal{L}$ à intercaler dans l'équation différentielle la valeur 112 μH .

En mesurant à la fois le courant dans la section I_s et le courant dans l'inducteur en court-circuit I_i , nous avons trouvé le rapport $\frac{I_s}{I_i} = 546$.

Or le rapport des nombres de spires $\frac{n_i}{n_s}$ est $\frac{2523}{6} = 420$; le rapport ⁽¹⁾ des ampère-tours est donc $\frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_s} = \frac{420}{546} = 0,77$.

Ce coefficient $\mathcal{L}$, égal à 112 μH , n'est pas celui que considèrent la plupart des auteurs modernes, en particulier dans l'école d'Arnold ; il comprend en effet les flux se fermant sur tout l'induit, symétriquement par rapport à la ligne neutre de l'inducteur, alors que ces auteurs ne font entrer en ligne de compte que les flux se fermant à travers l'encoche et entre deux dents au plus de chaque côté de la section. Dans le cas particulier de notre dynamo R, la zone interpolaire est complètement remplie par ces deux paires de dents, tandis que l'espace correspondant est tout petit dans une dynamo à nombre d'encoches normal et ne comprend qu'une faible portion de la zone interpolaire. Malgré cela, on voit qu'en se limitant aux lignes c' et d' de cette zone, on obtient un coefficient d'induction qui est seulement 60, soit la moitié environ du coefficient total : l'écart est naturellement plus important dans les dynamos usuelles, où le flux considéré ne se rapporte qu'à une toute petite partie de la zone interpolaire.

En réalité, le flux dans la section, à inverser pendant la commutation, est produit par l'ensemble des ampère-tours de l'induit, et il est intéressant de mesurer directement ce flux, ce que nous allons faire dans l'essai suivant.

Toutefois, dans les limites où la saturation n'intervient pas, le flux total dans la section peut être considéré comme égal à la somme du flux dû aux ampère-tours des sections commutées et du flux produit par les autres ampère-tours de l'induit, et, comme ces derniers ne changent pas,

(1) Il est intéressant de rapprocher ce nombre du rapport trouvé entre les ampère-tours inducteurs et les ampère-tours antagonistes dans le fonctionnement en court-circuit : ce rapport était 0,66 (voir page 265).

la variation de flux ne provient finalement que des premiers ampère-tours et, à condition de prendre réellement le champ total des sections commutées, il semble qu'on puisse le considérer comme le seul intervenant dans la commutation, à l'exclusion de toute f. é. m. de déplacement dans le champ induit, f. é. m. qui n'existe pas par suite de l'entraînement de ce champ.

Les essais de mesure directe du flux d'induit à travers la section ont confirmé la concordance des deux modes de raisonnement.

Self-induction apparente d'une section. — Nous désignerons sous ce nom le coefficient d'induction correspondant au flux d'induit à travers la section dans une position donnée.

Alimentons, en courant alternatif, l'induit par deux balais calés exactement dans la ligne neutre, dans la position de la figure 131. Si l'induit est rigoureusement dans la position neutre par rapport à l'inducteur, il est peu important que celui-ci soit ouvert ou fermé.

Mesurant alors au voltmètre la tension entre les lames adjacentes, on aura une mesure du flux d'induit à travers les sections correspondantes. En particulier, la tension entre la lame qui porte le balai et l'une de ses voisines immédiates donnera une mesure du flux d'induit qui traverse la section, au moment où elle entre en commutation, quand le balai calé dans la ligne neutre a exactement la largeur d'une lame.

Le coefficient d'induction correspondant à cette lecture pourra être appelé « la self-induction apparente » de la section et sera le terme $\mathcal{L}$ à introduire dans l'équation du court-circuit, avec balai de la largeur d'une lame; on a naturellement tenu compte de ce que le courant est réparti par moitié entre les deux dérivations. Si ε désigne la lecture en volts entre deux lames, I le courant dans l'induit, Ω la pulsation, les valeurs $\mathcal{L}$ calculées sont déduites de la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{2\varepsilon}{\Omega I}.$$

Dans la figure 146 sont groupées les valeurs des self-inductions apparentes des diverses sections (en μH) relevées pour tout un côté de l'induit, calé dans la position neutre sensiblement, l'inducteur étant laissé ouvert; les chiffres inscrits sur un cercle de plus grand diamètre correspondent à une deuxième série de mesures, pour une autre position des sections, toujours à la ligne neutre.

Dans la figure 147, on ne s'est plus occupé que des sections voisines de la ligne neutre, et on a relevé les mêmes valeurs avec inducteur ouvert et fermé, en vérifiant soigneusement au voltmètre la position à la ligne neutre.

Il ne faut pas s'étonner que les chiffres diffèrent un peu les uns des autres, la dynamo utilisée ayant un bobinage chignon dissymétrique, des dents non rigoureusement égales, un peu de jeu dans les paliers, étant, somme toute, une vieille machine. Mais les écarts ne sont pas importants et n'empêchent pas de saisir nettement les lois d'ensemble.

Si on prend la moyenne des chiffres relatifs aux sections symétriquement placées par rapport à l'axe des pôles, ce qui élimine un certain nombre d'irrégularités, on obtient, à inducteur ouvert, pour la première section, en partant de la ligne neutre 120, pour la seconde 360, pour la troisième (qui arrive aux cornes polaires) 860, (chiffres indiqués à l'intérieur du collecteur de la figure 147, entre parenthèses).

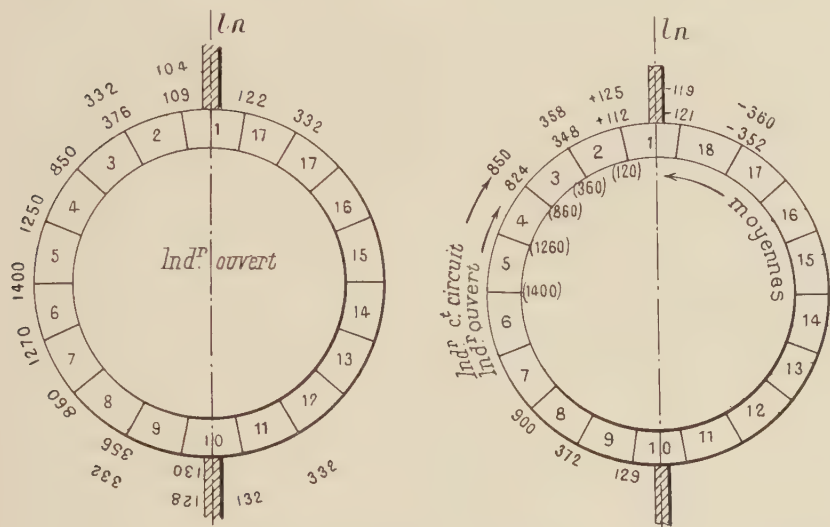


FIG. 146 et 147. — Self-induction apparente des sections de l'induit avec balais calés dans la ligne neutre.

Ce qui veut dire que le flux qui traverse la section 18-18 (*fig. 131*) ou 3-3', et qui s'échappe par les trois dents 18,1 et 2 en haut et rentre par les trois dents 9,10 et 11 en bas, est le triple du flux à travers les sections 1-1' ou 2-2', passant en haut par la dent 1 et en bas par la dent 10.

Le flux est proportionnel au nombre de dents, l'induction extérieure due à l'induit étant constante dans cette zone. Pour le flux correspondant à cinq dents, la valeur 860 n'est plus proportionnelle, car les deux dents supplémentaires 3 et 17 étant sous les cornes polaires, l'induction y est notablement plus grande.

Par différence, on peut obtenir les flux par dent, ce qui donne la répartition indiquée dans la figure 148, où il faut évidemment doubler le chiffre de la dent 1 ; on remarque qu'au milieu de cette dent 1 le sens du

flux à travers la spire s'inverse, ce qui, pour ce point, transforme la différence en somme.

Le maximum du flux correspond aux dents 3 et 17; le flux diminue

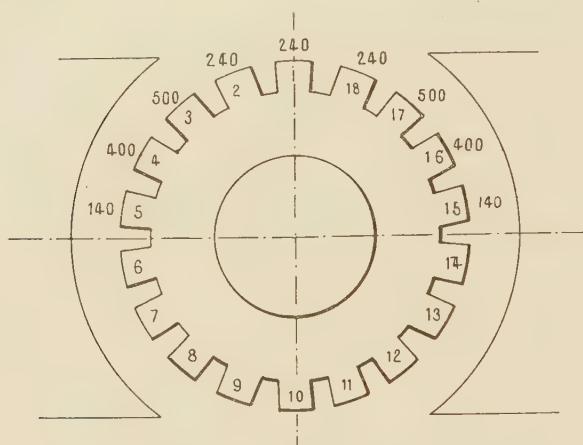


FIG. 148. — Flux d'induit dans les dents (balais à la ligne neutre).

ensuite, avec les ampère-tours, pour les dents qui se rapprochent de l'axe des pôles : entre les flux des dents 4 et 5, le rapport est $\frac{400}{140}$, soit sensiblement 3 comme pour les ampère-tours.

Pour des balais calés à la ligne neutre, le flux à inverser dans la section sera donc mesuré par 120 si le

balai couvre une lame, et par 360 s'il couvre trois lames ; pour un nombre quelconque de lames entre 1 et 3, il serait proportionnel à ce nombre. Ces valeurs s'appliquent d'ailleurs au cas où les deux sections sont commutées symphatiquement sous les deux balais, et tiennent compte de l'action totale des deux sections.

La variation de flux d'induit dans la section sur toute l'étendue de la zone centrale représentée ici sensiblement par une largeur de trois dents se fait de telle sorte que le taux moyen de cette variation pendant la commutation soit indépendant de la largeur du balai, tant qu'elle est supérieure à une lame ; pour des balais plus étroits qu'une lame, cette variation porte toujours sur un même flux (celui d'une dent), et, comme la durée diminue avec la largeur du balai, le taux de variation augmente en rapport inverse.

Si on compare maintenant les résultats obtenus en étudiant, d'une part, directement le flux de l'induit à travers la section et, d'autre part, le champ global de cette section, on est frappé de la concordance réalisée, puisque les deux méthodes conduisent pour la valeur de $\mathcal{L}$ aux chiffres 120 et 112, soit une différence de 7 0/0, peu importante dans des essais de ce genre.

La concordance persiste lorsqu'il s'agit de balais couvrant plus d'une lame : nous venons de voir que le flux à inverser augmente proportionnellement au nombre des lames. Dans la conception du champ global d'une section, il faut remarquer que le champ à considérer est celui qui

est produit par l'ensemble des sections où le courant varie, lequel augmente sensiblement comme le nombre des sections.

En passant, faisons observer que les constatations précédentes établissent nettement que l'augmentation du développement périphérique du balai ne modifie pas sensiblement la commutation au point de vue du rôle de l'induit, le taux moyen de variation du flux à inverser restant constant dès que le balai a au moins la largeur d'une lame.

L'identité des résultats obtenus dans deux conceptions d'allure différente prouve une fois de plus que des phénomènes aussi complexes que ceux-là sont susceptibles d'interprétations de formes diverses et d'égale exactitude; mais il faut apporter le plus grand soin à la correction des modes de composition ou de décomposition utilisés.

Passons maintenant au cas des balais calés en dehors de la ligne neutre.

La dynamo R, utilisée dans nos essais, se prête mal à cette étude, parce qu'elle contient un trop petit nombre de sections et qu'un décalage d'une lame écarte déjà notablement les sections voisines de la zone neutre centrale. Nous donnons seulement ici les résultats de nos mesures, sans leur prêter une importance comparable à celle des essais précédents, et en nous bornant à l'étude du champ d'induit, à l'exclusion de celle du champ global d'une section. Les essais ont été faits pour décalage d'une lame, avec balais d'abord sur les lames 2 et 11, puis sur les lames 18 et 9, soit dans les deux sens autour de la ligne neutre.

Les résultats ayant été sensiblement concordants, nous donnons dans la figure 149 les chiffres relatifs au calage sur les lames 18 et 9. Ces chiffres sont les coefficients de self-induction apparente des diverses sections, mesurés comme plus haut, dans les deux cas de l'inducteur ouvert (cercle intérieur) et de l'inducteur fermé (cercle extérieur).

Quand l'inducteur est ouvert, un flux important prend naissance à travers son circuit magnétique, sous l'action des ampère-tours de réaction directe dus au décalage de balais, et par suite (*fig. 150*) le flux est très important à travers les dents 17 et 8, qui sont traversées à la fois dans le même sens par des flux importants de réaction directe et de réaction transversale.

Sans insister sur la répartition du flux dans ce cas, répartition faussée par le trop petit nombre de dents de la dynamo d'essai, remarquons toutefois que le changement de sens de flux à travers la section avec induc-

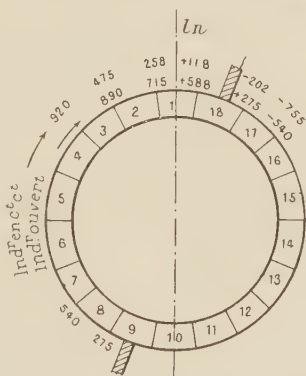


FIG. 149. — Self-induction apparente avec balais décalés d'une lame.

teur ouvert ne se produit pas dans la dent qui correspond à la ligne de balais, mais plus en avant dans le sens du décalage, par suite de l'attraction exercée sur les lignes de force par la masse de l'inducteur de perméabilité très grande. Aussi, pour calculer les flux s'échappant des dents faut-il conserver le signe + au chiffre 275 de l'arête 17 — 18, le premier signe — correspondant au chiffre 540 de la section 17 — 16 : les flux cherchés sont inscrits au voisinage des dents, à la partie supérieure de la figure 150 ; en prenant le changement de sens à la dent 18, on aurait

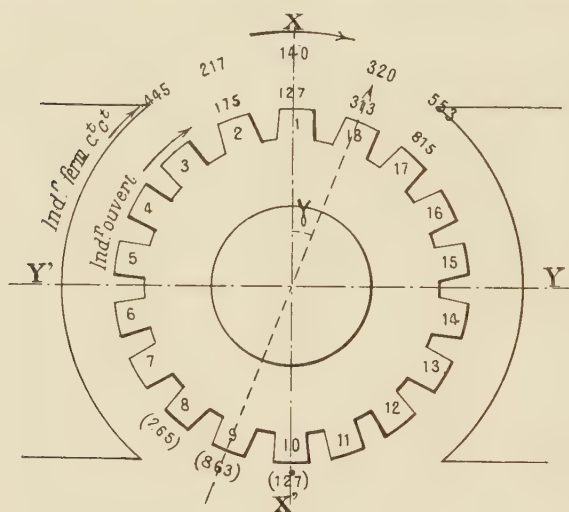


FIG. 150. — Flux d'induit dans les dents (balais décalés d'une lame).

obtenu les chiffres marqués entre () sur les dents symétriques à la partie inférieure, chiffres évidemment inacceptables.

Lorsque l'inducteur est fermé sur lui-même, un courant y prend naissance qui étouffe le flux à travers cet enroulement ; la répartition des coefficients d'induction et des flux de dent se rapproche de celle qui correspondait aux balais dans la

ligne neutre, il reste cependant un écart sensible entre les deux cas, le champ ayant tourné dans le sens des balais.

Les chiffres sont donnés dans le cercle extérieur des figures 149 et 150 : le flux est sensiblement le même pour la dent 18 dans les deux cas, inducteur ouvert ou fermé, et la variation de flux dans une section pour des balais couvrant une lame serait 313 ou 320, au lieu de 240 à la ligne neutre.

Il faut toutefois remarquer que, dans la commutation réelle, la variation de flux serait plus faible, l'inducteur en court-circuit n'étouffant qu'une portion du flux dans le cas de l'essai avec courant alternatif. On ne peut ici raisonner valablement sur le cas d'un balai couvrant trois lames, parce que les dents correspondantes arrivent sous les cornes polaires, ce qui s'éloigne de la réalité, telle qu'elle se présente dans la dynamo industrielle.

Ayant seulement pour but de mettre en évidence le rôle du champ de l'induit dans la commutation, nous avons arrêté là nos essais.

Nous les continuerons plus tard pour d'autres types de balais et les compléterons en étudiant la commutation dans des dynamos normales.

Nous estimons utile de publier dès maintenant les résultats acquis, afin de provoquer les observations des techniciens compétents en la matière et de susciter des recherches complémentaires permettant de fixer sur une base expérimentale plus certaine une théorie rationnelle de la commutation.

CONCLUSION

RÉSULTATS ACQUIS

1° Phénomènes de contact. — Ces phénomènes sont très difficiles à étudier. Il faut prendre un soin particulier pour réaliser des contacts convenables entre un bloc de charbon et un collecteur, et on ne peut y arriver qu'avec des moyens de contrôle aussi sensibles que l'observation à l'oscillographe des courbes de courant obtenues. Il est plus que probable que, dans les dynamos industrielles, les contacts sont la plupart du temps très incomplets : le rodage entre charbon et collecteur ne se produit que très lentement et beaucoup de types de porte-balais conduisent à des blocs qui ne touchent que sur une courte partie de leur longueur périphérique. Souvent de petites étincelles existent entre un collecteur et un balai touchant mal, sans qu'on en soit prévenu extérieurement.

Toutefois, les essais de commutation artificielle ⁽¹⁾ avec self-induction et résistance de la section parfaitement définies et connues, ont montré nettement que la différence de potentiel de contact ou tension de passage, loin de pouvoir être mise sous la forme :

$$\varepsilon = a + b_0 j,$$

suit au contraire une loi sensiblement hyperbolique, tendant vers une limite quand la densité de courant augmente indéfiniment.

Cette limite correspond à la tension de coupure ou tension à la naissance de l'étincelle de coupure qui termine les commutations impar-

(1) Ces essais de commutation artificielle, permettant d'étudier la façon dont le balai se comporte dans la commutation réelle, nous paraissent susceptibles de rendre service aux fabricants de charbons et aux constructeurs de dynamos, en leur donnant le moyen d'apprécier la véritable valeur des différents types de blocs et de choisir celui qui convient le mieux à chaque genre de dynamo.

faites : elle dépend de la pression et de la nature du balai, suivant des lois non encore précisées, mais elle oscille entre des valeurs assez rapprochées, au moins pour les trois balais typiques que nous avons étudiés QS₄, Z et GS, soit de 1 à 2 volts : elle paraît le plus souvent comprise entre 1,1 et 1,5 volt, et il est fort vraisemblable que certaines valeurs, rarement observées et comprises entre 1,5 et 2 volts, correspondent à de petites étincelles dissimulées sous le balai et non à un contact normal.

2° Commutation par résistance de contact. — Par suite de l'allure hyperbolique de la fonction ε , avec une limite voisine de 1,5 volt, il ne peut exister que des écarts très faibles entre les tensions aux deux lames sous le balai, et le jeu des résistances de contact ne peut assurer l'inversion du courant sans étincelles que dans des self-inductions très petites. Nous avons constaté, en effet, dans notre méthode où n'existe aucun champ auxiliaire inconnu susceptible de fausser les résultats comme dans les essais sur dynamo, que, soit avec balai Z, soit avec balai QS₄, à densité normale, un taux de variation moyen du flux ou tension de réactance $\frac{2\varepsilon J}{T}$ de l'ordre de 0,1 volt, correspondait déjà à la limite de la commutation parfaite : on est donc loin des chiffres admis actuellement, compris entre 1 et 2 volts.

3° Rôle physique des balais de charbon. — Si le jeu des résistances de contact, tout en donnant lieu à des d. d. p. appréciables, qui n'existent pas dans les balais métalliques, est de peu d'importance, il n'en est pas de même du rôle physique du charbon au point de vue des étincelles : alors qu'il y a coupure bien caractérisée du circuit en fin de commutation, tant que la puissance consommée dans l'étincelle demeure au-dessous de certaines limites qu'il y aurait lieu de préciser par des essais répétés dans ce sens et qui semblent être de l'ordre de grandeur de 5 watts par centimètre de longueur d'arête utile et variables avec la nature du charbon, les étincelles sont petites et paraissent être peu destructives. Le balai QS₄ possède probablement à cause de sa nature hétérogène des propriétés particulièrement précieuses pour l'affaiblissement de l'étincelle.

4° Action de la polarité du balai de charbon. — Étant donné l'extrême irrégularité de ces phénomènes, on peut dire que tant qu'il s'agit de contact véritable, il n'y a pas une différence bien notable entre les deux polarités, au point de vue de la tension de contact et de la limite avant coupure. Sous de fortes densités de courant, on observe cepen-

dant une coloration caractéristique du collecteur, brun foncé sous les balais cathodes, rouge clair sous les balais anodes ; les balais cathodes se cuivrent facilement à la surface de contact.

Mais, dès que la commutation devient mauvaise, alors que les étincelles restent toujours extérieures sous les balais anodes (s'allongeant même notablement dans les charbons QS_1 , au point de se continuer entre lames), elles rentrent sous les balais cathodes auxquels elles donnent un aspect mat noir de fumée caractéristique. Nous pensons que c'est dans cette propriété que réside principalement l'explication du fait souvent allégué que la commutation est toujours plus difficile et plus mauvaise sous les balais anodes : comme les étincelles rentrées sous le balai ne semblent pas moins nocives que les autres, la propriété signalée n'est qu'apparente et non réelle.

5° **Rôle du champ de l'induit.** — Les essais en court-circuit ou avec alimentation de l'induit par un courant extérieur ont montré que, dans la zone de commutation usuelle, le champ transversal de l'induit est partiellement entraîné dans la rotation de cet induit et que la f. é. m. ou la variation de flux dans la section en commutation dues à ce champ, ne dépendent pas de cette rotation, mais seulement de la répartition des ampère-tours le long de l'induit, répartition qui varie avec le courant dans les spires en court-circuit.

Le champ transversal de l'induit intervient donc non par la production d'une f. é. m. *dynamique*, mais sous la forme d'un flux, qui doit subir une variation donnée, pendant la commutation, à travers des sections en court-circuit sous les balais.

Lorsque les balais sont décalés en avant de la ligne neutre, l'induit présente aussi une réaction directe, à travers l'enroulement inducteur. La valeur moyenne de cette réaction doit être compensée par un supplément d'excitation pour que la tension reste constante aux bornes de la dynamo ; la portion variable autour de cette moyenne est en grande partie compensée par une oscillation du courant inducteur, dont le circuit est fermé sur l'induit, c'est-à-dire sur une impédance peu importante à côté de celle de son propre enroulement.

On peut d'ailleurs tenir compte de cette action du champ de l'induit par un coefficient d'induction $\mathcal{L}$, qui représente le flux transversal global des sections commutées, ou le flux transversal de l'induit entier dans la section placée au commencement de la commutation, quand l'axe du balai est dans la ligne neutre.

CRITIQUE DES THÉORIES MODERNES : BASES D'UNE THÉORIE RATIONNELLE DE LA COMMUTATION

Pendant longtemps, comme nous l'avons montré dans la bibliographie, les auteurs modernes se sont appuyés sur l'hypothèse de Th. Reid et ont fait de l'étude de la densité de courant finale le pivot de la théorie de la commutation ; depuis quelque temps, beaucoup d'entre eux sont revenus de cette exclusivité et ont commencé à attribuer moins d'importance à cette densité finale ; mais comme leurs équations continuent à viser le même but, en se chargeant seulement de considérations accessoires, la théorie devient très pénible à établir, broussailleuse et incohérente.

Le fait que l'équation de base repose sur l'allure linéaire de la tension de contact donne aux phénomènes de contact une importance principale qu'ils n'ont pas dans la réalité et fait perdre de vue le rôle primordial des flux.

D'autre part, la plupart des auteurs et en particulier l'école d'Arnold ont adopté un mode de décomposition des courants et des tensions, qui consiste à considérer une commutation imparfaite comme la superposition d'une commutation linéaire et de courants additionnels engendrés par des f. é. m. additionnelles. Cette conception, qui semble satisfaisante *a priori*, est défectueuse dans son principe, parce qu'elle n'est compatible qu'avec une loi linéaire des tensions de contact : on ne peut, en effet, pas plus composer des courants dans un circuit électrique dont la résistance varie avec la densité de courant que des flux dans un circuit magnétique dont la perméabilité dépend de l'induction. Les variations sont inverses d'ailleurs dans les deux cas : la résistance de contact diminue quand la densité augmente, alors que la réluctance augmente avec l'induction.

Par suite, dès que la commutation s'écarte un peu de la loi linéaire, les résultats des calculs faits dans l'hypothèse ci-dessus ne coïncident plus avec la réalité et conduisent à des conclusions en général trop favorables, que l'expérience ne confirme pas.

Une théorie rationnelle de la commutation doit accorder l'importance principale à la variation des flux dans les sections en court-circuit et ramener le rôle du contact à sa vraie destination, qui est de permettre un écart appréciable, quoique petit, entre les valeurs du flux à inverser et du flux de commutation.

C'est, au fond, le retour à la première conception (voir travaux de Fischer-Hinnen, p. 16) qu'il faut seulement compléter par une juste estimation des flux en jeu (suivant également la théorie du même auteur

qu'il n'avait qu'ébauchée dans ce premier travail) et par la considération des chutes de tension au contact, réduites à une importance beaucoup plus faible.

On pourra vraisemblablement se contenter de considérer que le rôle du charbon se réduit à tolérer une certaine marge entre le flux à inverser et le flux de commutation, ou, ce qui revient au même, entre la f. é. m. de self-induction et la f. é. m. de commutation, étant tenu compte de l'action de la résistance sous la forme de chute ohmique Ri .

Ces conclusions semblent en contradiction avec la réalisation de commutations sans étincelles à la ligne neutre théorique; la contradiction est plus apparente que réelle. D'abord, il est infiniment probable que, dans ces dynamos, les balais sont calés légèrement en avant de la ligne neutre, et que le champ de commutation dû à l'inducteur est notable.

Même dans le cas de balais calés à la ligne neutre rigoureusement, le champ de l'inducteur joue certainement un rôle appréciable. En effet, pendant la première moitié du passage de la lame, le champ inducteur s'oppose à la commutation, et celle-ci est de ce fait souvent retardée, la résistance ohmique de la section étant le seul élément actif; mais, pendant la seconde moitié, le champ inducteur intervient favorablement.

Parmi les essais que nous avons effectués avec commutation artificielle et f. é. m. auxiliaire de commutation, ceux qui sont décrits dans la page 179 correspondent sensiblement à ce cas; la présence d'une f. é. m. défavorable a retardé le commencement de l'inversion, mais une f. é. m. favorable, de valeur moyenne, dans le sens utile, inférieure à la tension de réactance, a suffi à opérer convenablement la commutation.

Équation différentielle de la commutation. — Si on tient à introduire le rôle des chutes de tension au contact dans l'équation différentielle du court-circuit (abstraction faite de l'irrégularité des contacts qui existe inévitablement dans la dynamo industrielle), il suffit de remplacer dans cette équation, de forme générale (avec e , f. é. m. due à l'inducteur) :

$$\mathcal{L} \frac{di}{dt} + Ri + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = e, \quad (1)$$

les tensions ε_1 et ε_2 par la loi qui représente la tension de contact sous le type de balai utilisé en fonction de la densité de courant.

Les différentes mesures de résistance et de tension de contact exécutées au cours de nos essais ont montré que la tension de contact tend vers une limite quand la densité augmente et affecte une allure sensiblement hyperbolique.

On peut alors représenter approximativement cette loi de variation

par la relation la plus simple :

$$\varepsilon = \frac{\eta j}{c + j}, \quad (2)$$

équation d'une hyperbole équilatère (fig. 151), dans laquelle η n'est autre chose que la tension de coupure ε_0 , et c la valeur de la densité de courant pour laquelle la tension de contact est égale à la moitié de la tension limite. En même temps, la droite OB, joignant l'origine au point de rencontre de l'asymptote avec l'ordonnée du point d'abscisse c , est la tangente à la courbe à l'origine.

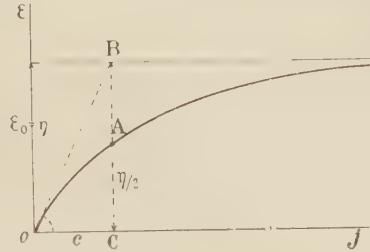


FIG. 151. — Représentation approximative de la tension de contact par une hyperbole équilatère.

Il est alors facile d'établir l'équation différentielle en remplaçant ε_1 et ε_2 par leur valeur, d'après les densités j_1 et j_2 sous les deux lames, dans l'hypothèse d'un balai de développement périphérique au plus égal à celui d'une lame.

En utilisant les relations de la page 20, et prenant pour variable le rapport $x = \frac{t}{T}$, on obtient pour la différence $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$, avec :

$$\begin{aligned} j_1 &= \frac{1}{\sigma} \frac{J + i}{1 - x}, \\ j_2 &= \frac{1}{\sigma} \frac{J - i}{x}, \\ \varepsilon_1 - \varepsilon_2 &= \eta \left(\frac{J + i}{c\sigma(1 - x) + J + i} - \frac{J - i}{c\sigma x + J - i} \right), \end{aligned}$$

d'où, en posant $c\sigma = \gamma$, l'équation définitive :

$$\frac{\mathcal{E}}{T} \frac{di}{dx} + Ri + \eta \left(\frac{J + i}{\gamma(1 - x) + J + i} - \frac{J - i}{\gamma x + J - i} \right) = e. \quad (3)$$

Si on commence par examiner ce qui se passe, sans f. é. m. auxiliaire, en faisant $e = 0$, on obtient une équation (sans second nombre), qui appartient à un type ayant été étudié spécialement par H. Poincaré ⁽¹⁾.

Comme celle d'Arnold, elle présente ⁽²⁾ deux points singuliers, le commencement et la fin théorique de la commutation, savoir $x = 0$, $i = J$

⁽¹⁾ *Encyclopédie des Sciences mathématiques pures et appliquées*, édition française par J. Molk, t. II, vol. III, fasc. 1, n° 26 et 29, p. 39 et 46.

⁽²⁾ Ces propriétés nous ont été signalées par M. Vogt, directeur de l'Institut d'Électrotechnique et de Mécanique appliquée de Nancy.

et $x = 1$, $i = -J$. Par le premier point passent toujours deux courbes intégrales régulières, dont les coefficients angulaires des tangentes se calculent par une équation du second degré à racines toujours réelles et de signes contraires, la racine négative étant la seule intéressante. Par contre, il n'y a pas toujours des lignes intégrales passant par le second point : la commutation ne se termine pas forcément au temps $t = T$ ou $x = 1$: tantôt les lignes intégrales tournent autour de ce point $x = 1$, $i = -J$, vers lequel elles tendent asymptotiquement, tantôt lorsque sont réalisées certaines conditions, analogues au $\frac{\epsilon T}{\Sigma} > 1$ d'Arnold, mais plus dures et tenant compte de la densité moyenne de courant sous le balai, deux de ces lignes passent par le point en question, la commutation étant alors parfaite.

Vu les irrégularités des phénomènes de contact, il nous a paru inutile de discuter à fond cette équation, avant que de nombreux essais soient venus confirmer les bases sur lesquelles elle repose ; en tout cas, il faut abandonner absolument la première, dite d'Arnold, qui est manifestement en contradiction avec le principe même des lois fondamentales des contacts.

Nous n'avons pas la prétention de donner une théorie définitive de la commutation ; mais nous nous déclarerons amplement récompensé de notre travail, si les conclusions auxquelles nous avons été conduit touchant les principes fondamentaux de ce phénomène complexe déterminent les techniciens qui s'intéressent à la solution de ce problème à reprendre, soit par nos méthodes, soit autrement, des recherches expérimentales de tout ordre afin de fixer définitivement les bases d'une théorie rationnelle, s'appuyant sur des faits indiscutables, et expliquant les anomalies continuellement observées entre les théories actuelles et la pratique.

MAUDUIT.

Nancy, le 12 juillet 1912.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION.....	v
-------------------	---

CHAPITRE PREMIER

THÉORIE MODERNE DE LA COMMUTATION

Exposé sommaire du phénomène de la commutation dans les dynamos : diagramme classique

	Pages.
Description de la commutation sous un balai moins large qu'une lame.....	1
Diagramme de commutation.....	2
Influences diverses entrant en jeu dans la commutation.....	4
Commutation à densité constante, dite aussi commutation linéaire.....	4
Commutation dans le cas d'un balai plus large qu'une lame.....	5

Travaux préliminaires ayant conduit à la théorie moderne de la commutation.....

Théorie de Fischer Hinnen.....	15
Théorie de Th. Reid.....	19

Équation différentielle de la commutation (Girault, Arnold, Fis- cher Hinnen).....

Discussion de l'équation différentielle.....	24
Energie mise en jeu dans la commutation.....	28
Tension de réactance.....	30
Valeur pratique de la théorie : confirmations et contradictions expérimentales..	32
Programme de recherches de l'auteur.....	35

CHAPITRE II

BIBLIOGRAPHIE CRITIQUE DE LA COMMUTATION (suite) :

RECHERCHES EXPERIMENTALES SUR LA RESISTANCE DE CON- TACT ET TRAVAUX THEORIQUES D'ORDRE GENERAL A PARTIR DE L'EQUATION D'ARNOLD

1° Recherches expérimentales sur la résistance de contact.....	37
Recherches de M. Kahn.....	41
Autres recherches sur la résistance de contact.....	46

	Pages.
2° Travaux théoriques d'ordre général sur la commutation.....	49
Valeur à donner au coefficient ε (premières discussions).....	49
Travaux généraux de 1902.....	51
Commutation parfaite à la zone vraiment neutre : M. Latour.....	55
3° Enroulements compensateurs et pôles auxiliaires.....	56
Commutation parfaite à la zone neutre d'après Mengès.....	60
4° Études générales de 1902 à 1910.	
Nouvelle théorie d'Arnold.....	64
Discussions diverses.....	66
Densité de courant et d. d. p. infinie en fin de commutation pour $\frac{\rho T}{\varepsilon} < 1$	68
Rôle et valeur de la self-induction de la bobine commutée : action du champ de l'induit.....	73
Opinion d'Arnold.....	74
Pas d'enroulement raccourci.....	75
Rôle du champ d'induit d'après Sumec.....	76

CHAPITRE III

BIBLIOGRAPHIE CRITIQUE DE LA COMMUTATION (fin)
RECHERCHES EXPERIMENTALES SUR LA COMMUTATION ;
PUBLICATIONS RECENTES

1° Recherches expérimentales sur la commutation.	
Premiers travaux : Everett et Peake ; Allen.....	79
Essais d'Arnold et de Czeija.....	82
Recherches d'Iliovici.....	85
Deuxième série d'essais, par Arnold.....	86
Importantes recherches oscillographiques de Jordan.....	89
Oscillations magnétiques dues à la commutation, par Worrall.....	95
Etude expérimentale de points particuliers de la commutation.....	98
2° Publications récentes.....	103

CHAPITRE IV

PRINCIPE ET ORGANISATION DES RECHERCHES
EXPERIMENTALES SUR LES PHENOMENES AU CONTACT

1° But des essais.....	108
2° Principe et schéma des essais sur le contact.....	109
3° Description des appareils.	
Ensemble du montage.....	114
Commutateur tournant.....	116
Balais et porte-balais.....	118
Fonctionnement du porte-balai à glissière.....	121
Rodage des blocs et ajustage sur le collecteur.....	124
Oscillographe mixte Blondel.....	126
Section d'essai.....	129

CHAPITRE V

DESCRIPTION DES PREMIERS ESSAIS : PREMIERS RESULTATS

	Pages.
Première série d'essais.....	132
Commutation sans self-induction.....	132
Commutation avec self-induction.....	135
Coupure d'un circuit par un commutateur tournant.....	140
Coupure sans self-induction.....	141
Coupure avec self-induction.....	143
Importance des étincelles.....	145
Deuxième série d'essais.....	147
Troisième série d'essais.....	152
Tension limite d'étincelles.....	153
Etude des divers genres de contact.....	153
Commutation avec balais métalliques.....	158
Commutation avec f. é. m. auxiliaire.....	162
Résumé des résultats acquis.....	171

CHAPITRE VI

COMMUTATION AVEC BALAIS DE CHARBON
(QS_1 négatif)

1° Étude générale de la commutation à faible vitesse périphérique sous un balai QS_1	173
Lois du contact : limite de la tension de contact ou tension à la coupure.....	177
Rôle de la tension de contact : diverses formes de la coupure finale.....	179
Densité de courant au début de la commutation.....	180
2° Rôle des résistances et des selfs d'équilibrage dans les dérivations.....	182
3° Énergie mise en jeu dans l'étincelle.....	190
4° Variation du courant et de la tension dans l'étincelle.....	196
5° Commutation avec f. é. m. auxiliaire sous un balai QS_1 —.....	200
6° Irrégularités diverses dans la commutation.....	202
7° Commutation à vitesse périphérique normale.....	207
8° Mesures de tension de contact.....	211
Résumé des résultats acquis.....	212

CHAPITRE VII

COMMUTATION AVEC BALAIS DE CHARBON (fin)

	Pages.
1° Balai $QS_1 +$	214
Tension de coupure	218
Energie mise en jeu dans l'étincelle	218
Rentrée des étincelles sous un charbon $QS_1 +$	220
Tension de contact	227
2° Balai $Z -$	229
Comparaison entre les balais $Z -$ et $QS_1 -$	238
3° Balai $Z +$	239
Comparaison entre le balai $Z +$ et les balais $QS_1 +$ et $Z -$	246
4° Balai $GS -$	246

CHAPITRE VIII

ESSAIS SUR DYNAMOS : ROLE DU CHAMP DE L'INDUIT

Constantes principales de la dynamo Rechniewski utilisée et dispositifs des essais	252
<i>Rôle du champ de l'induit. — Etude du champ statique de l'induit.</i>	254
Essai en court-circuit	257
Essai avec alimentation extérieure de l'induit	265
<i>Mesure des inductions propres et mutuelles des sections.</i>	271
Self-induction globale d'une section à la ligne neutre	272
Self-induction apparente d'une section	276

CONCLUSION

<i>Résultats acquis.</i>	282
<i>Critique des théories modernes : bases d'une théorie rationnelle de la commutation</i>	285
Equation différentielle de la commutation	286

Vu et approuvé : Nancy, le 26 juillet 1912.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

G. FLOQUET.

Vu et permis d'imprimer :

Nancy, le 29 juillet 1912.

Le Recteur de l'Académie,

CH. ADAM

CORRESPONDANT DE L'INSTITUT.

SECONDE THÈSE

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

LA SOUDE ÉLECTROLYTIQUE

Vu et approuvé : Nancy, le 26 juillet 1912.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

G. FLOQUET.

Vu et permis d'imprimer :

Nancy, le 29 juillet 1912.

Le Recteur de l'Académie,

CH. ADAM

CORRESPONDANT DE L'INSTITUT.

TOURS, IMP. DESLIS FRÈRES ET C^{IE}
